T0157
1991/DU

THÈSE

présentée par

Valmir Antonio CHITTA

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

(Arrêté ministériel du 5 juillet 1984)

(Spécialité: Physique)

Sujet

EFFET TUNNEL RÉSONNANT ASSISTÉ PAR PHOTONS DANS LES HÉTÉROSTRUCTURES À DOUBLE BARRIÈRE

et

POMPAGE OPTIQUE DANS LES PUITS QUANTIQUES SOUS CHAMP MAGNÉTIQUE INTENSE

Soutenue le 12 décembre 1991 devant la commission d'examen:

Présidente	C. SCHLENKER
Membres	G. BASTARD
	Y. GULDNER
	J. C. MAAN
	G. MARTINEZ
	R. ROMESTAIN
	P. WYDER

Thèse préparée au sein du Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
Hochfeld-Magnetlabor Grenoble

À minha familia

e à Silvia

REMERCIEMENTS

Je remercie Madame C. Schlenker qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury de cette thèse; Messieurs G. Bastard et P. Wyder qui ont tous deux accepté de participer à mon jury de thèse et d'en être les rapporteurs; et Messieurs Y. Guldner, J. C. Maan, G. Martinez, et R. Romestain d'avoir eu la gentillesse de participer au jury.

Ce travail a été réalisé au sein du "Grenoble High Magnetic Field Laboratory". Je remercie Monsieur P. Wyder qui m'a accueilli dans ce laboratoire qu'il dirige et pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

J'ai eu la chance de découvrir la physique expérimentale avec Jan Kees Maan qui a encadré cette étude. Sa compétence, son soutien, sa patience et sa camaraderie me feront certainement regretter dans le futur toutes ces heures de travail passées en sa compagnie.

Monsieur G. Martinez a suivi de près la rédaction de ce mémoire. Je le remercie pour les nombreux conseils qu'il m'a alors prodigués.

Toute ma sympathie et mes remerciements vont à mes collègues et plus particulièrement à Duncan Maude et Marek Potemski qui m'ont initié aux techniques expérimentales et qui m'ont aidé tout au long de ce travail; à Ruben de Bekker et Christoph Kutter pour leur sympathique et fructueuse collaboration, et Serge Huant qui a eu la patience et le courage de m'aider avec les corrections de ce manuscrit.

Mes remerciements vont aussi aux personnels du "Grenoble High Magnetic Field Laboratory", en particulier à Messieurs H. Krath, A. Klaschka, A. Plante, et W. Schmid qui m'ont procuré des conditions de travail remarquables.

Ce travail n'aurait pu être réalisé sans l'apport des échantillons aimablement fournis par M. Chamberlain et M. Henini (Université de Nottingham), G. Weimann (Walter Schottky Institut - Garching) et K. Ploog (Max Planck Institut für Festkörperforschung - Stuttgart). Qu'ils en soient tous remerciés.

Enfin, je tiens à souligner que l'ensemble de ces travaux n'aurait pu voir le jour sans les supports de la "Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior" - CAPES, Brasil.

Abstract

In the first part of this thesis we describe an investigation of the influence of a time dependent modulation (ac voltage or far infra-red radiation) on the tunnel current of double barrier resonant tunneling devices. These devices normally have an extremely non-linear current-voltage I(V) characteristic. We show that if the modulation energy is comparable to the non-linearities in the I(V) characteristic of the devices studied, the theoretical response to the modulation depends on its energy (quantum response). However, if the energy of the modulation is smaller, the response of the devices is due to a classical rectification.

In the low frequence regime, the measured response, for all the samples studied, shows a classical rectification. For the wide quantum well devices (60 nm and 120 nm) which have a highly non-linear I(V) characteristic, the measured far infra-red response reach the quantum response limit. This response shows a clear deviation from the classical rectification, but it does not depend on the radiation energy. Since a quantum response has been calculated for these devices, we attribute the absence of the radiation energy dependence of the measured response to the scattering of the carriers during tunneling. This scattering destroys the coherent interqction between the radiation and the electronic wave function which masks the energy dependence of the response.

In the second part of this thesis we present the results of the optical pumping in GaAs/(GaAl)As quantum wells at high magnetic fields. The spin-relaxation process of the photo-created carriers is studied the analysis of the degree of polarisation of the photoluminescence. In a quantum well with a magnetic field applied parallel to the growth direction, the energy spectrum is completely quantized and is characterised by discret states separated by energy gaps with zero density of states. This quantization inhibits the spin relaxation and the orientation of the magnetic moment of the photo-created carriers is conserved during thermalisation. To study the spin-relaxation processes we have measured the temperature dependence of the degree of the polarisation of the photoluminescence. Increasing the temperature, the degree of polarisation decreases and is zero for a temperature higher than 70 K. This temperature correspond to a thermal energy which is much larger than the Zeeman splitting of the ground state. This demonstrate conclusively that the decreasing of the degree of polarisation is not due to a trivial thermal occupation of the two components of the ground state, but must be related to the temperature dependence of the spin-relaxation time of the excited carriers themselves. An analysis fo the temperature dependence of the different spin-relaxation mechanisms shows that the exchange interaction between electrons and holes is the dominant mechanism.

Résumé

Ce mémoire décrit dans sa première partie, les résultats de notre étude de l'influence d'une modulation temporelle (tension ac ou radiation dans l'infra-rouge lointain) sur le courant des diodes à double barrière à effet tunnel résonnant. Ces dispositifs sont normalement caractérisés par une courbe courant-tension I(V) extrêmement non-linéaire. Nous montrons que si l'énergie de la modulation est comparable aux non-linéarités de la courbe I(V) des dispositifs étudiés, la réponse théorique à cette modulation dépend de son énergie. À l'inverse, si l'énergie de la modulation est beaucoup plus petite, la réponse des dispositifs est due à la rectification classique.

Dans le domaine de basse fréquence, la réponse mesurée pour tous les échantillons étudiés montre une rectification classique. Dans l'infra-rouge lointain, pour les dispositifs de large puits quantique (60 nm et 120 nm) qui ont une courbe I(V) aux non-linéarités très accentuées, la réponse mesurée atteint le seuil de la réponse quantique. En effet, cette réponse montre un net écart à la réponse classique, bien que sa forme ne dépende pas de l'énergie de la radiation. Une réponse quantique ayant été calculée pour ces dispositifs, nous attribuons l'absence de dépendance en énergie de la réponse mesurée à la diffusion des porteurs. Cette diffusion détruit l'interaction cohérente entre la radiation et la fonction d'onde électronique de telle sorte que la dépendance en énergie est masquée.

Dans la deuxième partie de ce mémoire nous présentons une étude du pompage optique dans les puits quantiques GaAs/(GaAl)As sous champ magnétique intense. Nous étudions le processus de relaxation du spin des porteurs photo-excités à travers l'analyse du degré de polarisation de la photoluminescence. Dans les puits quantiques avec un champ magnétique appliqué parallèlement à son axe de croissance, le spectre d'énergie est complètement quantifié et est caractérisé par des états discrets séparés par des bandes d'énergie interdite de densité d'état nulle. Cette quantification inhibe la relaxation de spin de sorte que l'orientation du moment magnétique des porteurs est conservée pendant sa thermalisation dans les bandes. Pour mieux comprendre le processus de relaxation de spin, nous avons mesuré la dépendance en température du degré de polarisation. À mesure que la température augmente, le degré de polarisation s'approche de zéro, atteignant cette valeur lorsque la température dépasse 70 K. Cette température correspond à une énergie thermique beaucoup plus grande que la séparation Zeeman du niveau de plus basse énergie. Ceci montre que la décroissance du degré de polarisation n'est pas due à la simple occupation thermique des deux composantes Zeeman de l'état excité de plus basse énergie, mais qu'elle a un rapport avec la dépendance en température du temps de relaxation du spin des porteurs photo-excités. L'analyse de la dépendance en température des différents mécanismes de relaxation de spin indique que l'interaction d'échange entre les électrons et les trous est le mécanisme dominant.

TABLE DES MATIÈRE

Chapitre I INTRODUCTION GÉNÉRALE 1

EFFET TUNNEL RÉSONNANT ASSISTÉ PAR PHOTONS

Chapitre II *INTRODUCTION* 5
Références 12

Chapitre III *THÉORIE* 15
1. Introduction 17
2. Le formalisme des matrices de transfert 17
   A. Marche de potentiel 17
   B. Double barrière 19
3. La densité de courant 20
4. La diode à double barrière 22
   A. L'effet tunnel cohérent 22
   B. L'effet tunnel séquentiel 26
5. L'influence de la radiation sur l'effet tunnel 29
   A. L'effet tunnel cohérent 34
   B. L'effet tunnel séquentiel 36
6. Conclusions 39

Références 40

Chapitre IV *DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL* 41
1. Introduction 43
2. L'équipement laser 43
3. La technique de mesure électrique 47
4. Les échantillons 49

Références 52

Chapitre V *RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX* 53
1. Introduction 55
2. La caractéristique courant-tension dc 55
3. Modulation à basse fréquence 59
4. Oscillations spontanées de haute fréquence 61
5. L'infra-rouge lointain 63
6. Conclusions générales 71

POMPAGE OPTIQUE: UN OUTIL POUR ÉTUDIER LA RELAXATION DE SPIN

Chapitre VI *INTRODUCTION* 73

Références 82

Chapitre VII *DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL* 83

1. Introduction 85
2. Le dispositif expérimental 85
3. Les échantillons 87

Références 89

Chapitre VIII *RELAXATION DE SPIN* 91

1. Introduction 93
2. Processus d'excitation et relaxation de spin 93
3. Champ magnétique parallèle 97
4. Dépendance en puissance 104
5. Dépendance en température 105
6. Champ magnétique perpendiculaire 112
7. Conclusions 115

Références 116

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction Générale

Pendant les 40 dernières années, la physique des semiconducteurs a connu un progrès remarquable. Ce progrès, en partie guidé par le développement technologique de l'industrie électronique et, d'autre part, par le développement des méthodes de croissance, a conduit à l'apparition d'une nouvelle famille de structures artificielles. Souvent constituées d'empilements de couches très minces de semiconducteurs différents, elles représentent un ensemble d'hétérostructures aussi variées que les hétérojonctions, multi-hétérojonctions, super-réseaux, etc. Elles se révèlent être intéressantes tant du point de vue purement scientifique que sur le plan technologique. Les progrès spectaculaires faits dans le domaine de l'élaboration des matériaux et, particulièrement en matière de semiconducteur III-V, ont donné la possibilité de réaliser de nombreux travaux dans le domaine où les dimensions géométriques influencent d'une manière primordiale les propriétés physiques. Les techniques de croissance, principalement l'épitaxie par jets moléculaires, et l'épitaxie d'organométalliques en phase vapeur, permettent d'élaborer des matériaux aux propriétés façonnées au gré des besoins technologiques et d'expériences de laboratoire.

Avec ces matériaux, des nouveaux et intéressants phénomènes physiques ont pu être étudiés, comme par exemple l'Effet Hall Quantique et l'Effet Hall Quantique Fractionnaire; l'Effet Tunnel Résonnant et tous les effets provenant de la quantification due au confinement. Deux des ces phénomènes seront abordés dans ce mémoire.

Une des questions fondamentales sur l'effet tunnel résonnant concerne le domaine de haute fréquence et, en particulier le lien avec son temps caractéristique, qui est encore un sujet âprement discuté. Classiquement, la réponse d'un dispositif avec une caractéristique courant-tension I(V) non linéaire est caractérisée par la rectification. Ceci implique que la réponse à une fréquence ω se présente comme un changement du courant continu indépendant de la valeur de ω. Une question qui relève d'un intérêt académique aussi bien que technologique est de savoir jusqu'à quelle fréquence la réponse sera classique. Des études sur l'effet tunnel dans les jonctions Josephson ont montré que pour des fréquences élevées, telles que $\hbar\omega/e$ soit comparable aux non-linéarités dans l'échelle de tension de la caractéristique I(V), la réponse dépend de ω d'une manière caractéristique. Des questions similaires, sur les dispositifs tels que les diodes à double barrières (DDB), ont à peine été étudiées. Pour contribuer à répondre à ces questions, une étude de l'effet tunnel résonnant assisté par photons a été entreprise (chapitre II à V). En particulier, l'influence de la radiation dans l'infra-rouge lointain sur le courant tunnel d'une DDB est analysée théoriquement dans le chapitre III et expérimentalement dans le chapitre V.

Un autre aspect très intéressant des hétérostructures, en particulier des puits quantiques, est qu'à l'aide d'un champ magnétique appliqué parallèlement à l'axe de croissance de l'échantillon, les niveaux d'énergie du système deviennent complètement quantifiés (séparés par des bandes d'énergie interdites avec densité d'état nulle). Ce spectre montre une forte analogie avec celui d'un atome. En même temps, une différence fondamentale existe entre les niveaux d'énergie du puits quantique, qui sont non localisés, et ceux d'un atome, qui sont localisés. En fait, des effets similaires a ceux de la polarisation de la luminescence observés pour les atomes, mis en évidence par Kastler, peuvent être observés dans les hétérostructures. Des études similaires, effectuées sur les puits quantiques en présence de champs magnétiques intenses, seront présentées dans les chapitres VI à VIII de ce mémoire. À travers ces études, l'orientation de spin des états photo-excités a pu être identifiée de la même façon qu'il a été établi que cet orientation est conservée pendant la thermalisation et que le temps de relaxation de spin, dans ce cas, est beaucoup plus long que le temps de recombinaison. De l'étude de la polarisation de la photoluminescence en fonction de la température, l'interaction d'échange entre les électrons et les trous photo-excités a été identifiée comme le mécanisme dominant de la relaxation de spin.

EFFET TUNNEL RÉSONNANT

ASSISTÉ PAR PHOTONS

II. INTRODUCTION

Introduction

En physique classique, une particule d'énergie cinétique ϵ incidente sur une barrière de potentiel de hauteur ϕ est toujours réfléchie si $\epsilon<\phi$, et toujours transmise si $\epsilon>\phi$. Par contre, en mécanique quantique, même si l'énergie cinétique de la particule incidente est plus petite que la hauteur de la barrière, celle-ci a une probabilité non nulle de passer à travers, par effet tunnel, de la même façon que si $\epsilon>\phi$ une probabilité non nulle d'être réfléchie existe. Cette manifestation spectaculaire de la physique quantique a été et est encore d'une importance fondamentale dans plusieurs domaines de la physique.

Le concept de l'effet tunnel a été évoqué par la première fois en 1928 par Oppenheimer [1] pour expliquer l'ionisation d'un atome d'hydrogène placé dans un fort champ électrique. Ensuite, de la même manière, Gamow [2], et Gurney et Condon [3] ont expliqué l'émission de particules α par des noyaux lourds, et Fowler et Nordheim [4] ont décrit l'émission électronique par les métaux sous influence d'un champ électrique intense.

Les premières applications de l'effet tunnel pour étudier le transport à travers la bande interdite d'un solide ont été faites par Zener en 1934 [5] et puis en 1958 par Esaki [6]. Après ces travaux, il y a eu une forte extension de ce genre d'étude, et notamment la démonstration de l'existence d'une bande interdite dans les supraconducteurs à partir de la mesure du courant tunnel dans les jonctions Josephson [7-10]. Ces découvertes ont values le prix Nobel en 1973 à Esaki (diode p-n à effet tunnel) et Josephson (jonctions supraconductrices).

Les exemples cités ci-dessus sont tous concernés par la transmission à travers une seule barrière. Après l'apparition de la diode à double barrière (DDB), le phénomène de l'effet tunnel *résonnant* s'est manifesté, dû à l'association de l'effet tunnel à travers les barrières individuelles avec l'interférence entre les deux barrières [11]. Cet effet est caractérisé par des résonances dans le coefficient de transmission [12-14] (figure (II.1)), lorsque la longueur d'onde de l'électron incident est un multiple de la largeur du puits de potentiel formé entre les barrières.

Ce genre de structure, peut être produit artificiellement par l'empilement de couches très minces de semiconducteurs différents. Le puits quantique, étant composé d'un matériau de petite bande interdite, tel que GaAs, est entouré de deux barrières à base de matériau de plus grande bande interdite, tel que (GaAl)As. Autour de cette zone active, on retrouve généralement des couches de matériau à faible bande interdite très dopées, tel que le GaAs avec plusieurs 10^{18} cm^{-3} de Si, qui servent de contact ohmique. Dans ces dispositifs, l'énergie de l'électron incident est modifiée, par rapport à l'énergie des niveaux dans le puits, en changeant la tension appliquée aux

bornes de la structure (figure (II.2)). Sans tension appliquée, le niveau d'énergie du puits se trouve au-dessus des états occupés des contacts. Lorsque le niveau d'énergie du puits est baissé par rapport au niveau de Fermi, E_F, du contact de gauche (l'émetteur), un courant peut traverser la structure. En augmentant encore la tension, de façon que le niveau d'énergie se trouve au-dessous du fond de la bande de conduction de l'émetteur, le courant chute brutalement donnant lieu à une zone de résistance différentielle négative (RDN). Cette RDN est une conséquence des conditions de conservation de l'énergie et du moment, et du caractère quasi-bidimensionnel des états dans le puits quantique [15].

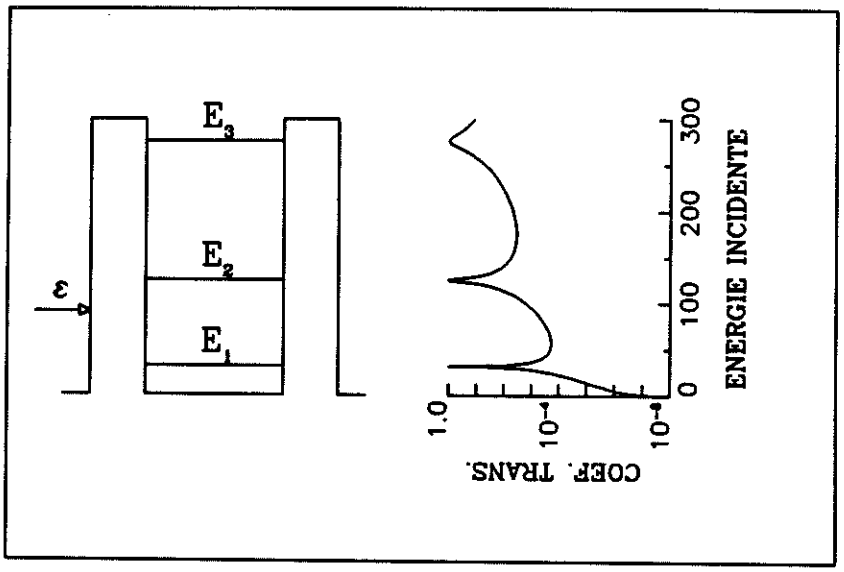

FIGURE (II.1). Illustration schématique de la structure à double barrière. Le coefficient de transmission est égal à un lorsque l'énergie de l'électron incident coïncide avec l'énergie de l'état quasi-lié du puits.

La première investigation de l'effet tunnel résonnant dans les hétérostructures à double barrière a été faite par Chang, Esaki et Tsu en 1974 [16] dans un dispositif de GaAs/(GaAl)As à basse température (figure (II.3)). Au début des années 80, grâce a l'amélioration des techniques de croissance par épitaxie, un regain d'intérêt dans ce domaine a été observé. Ceci a notamment été stimulé par l'annonce de résultats très prometteurs

d'utilisation d'une diode à double barrière en tant que mixeur et détecteur dans le domaine de TeraHertz [17-19]. Depuis, un énorme effort, autant théorique qu'expérimental a été entrepris pour tenter d'améliorer les performances de ces dispositifs et pour mieux comprendre la physique sous-jacente.

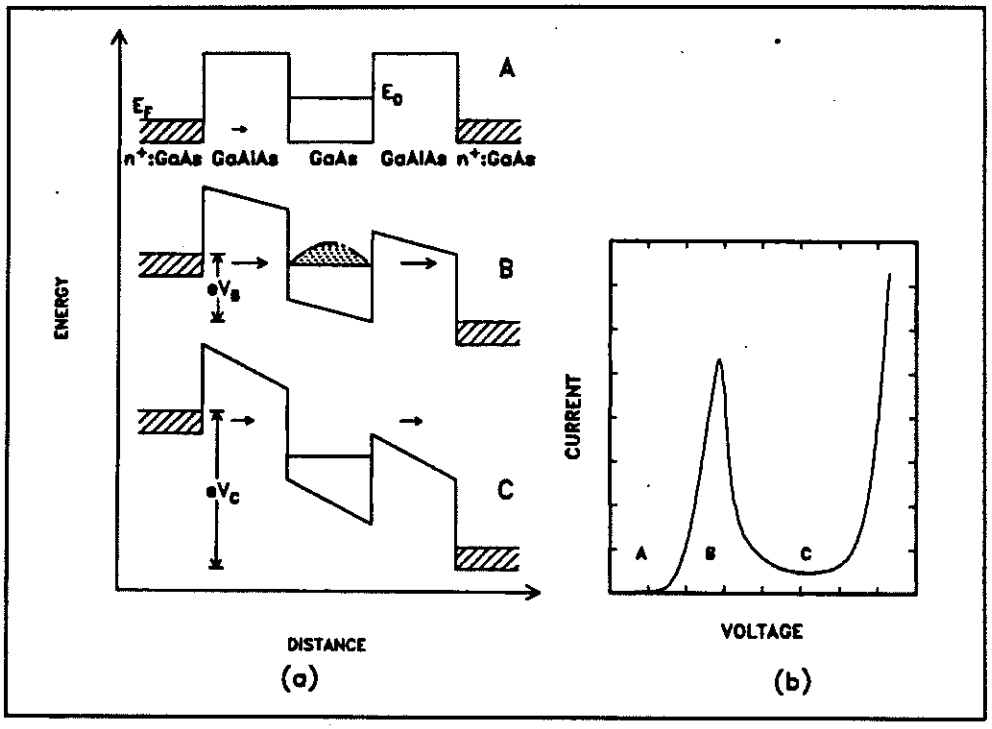

FIGURE (II.2). Dessin schématique de la bande de conduction d'une structure à double barrière, où est montrée l'origine de la résistance différentielle négative. Lorsque l'état quasi-lié du puits se trouve au-dessous de l'énergie de Fermi (B), un courant passe à travers de la structure. Mais, si la tension est augmentée de façon que E_0 se trouve au-dessous du fond de la bande de conduction de l'émetteur (C), le courant chute brutalement [20].

Une des questions fondamentales sur l'effet tunnel résonnant concerne le temps caractéristique du processus et sa fréquence limite, ce qui amène à l'étude de cet effet dans le domaine de la haute fréquence.

L'influence d'une tension ac ou de la radiation sur le courant tunnel a été déjà étudiée expérimentalement dans les structures à barrière unique.

Pour les jonction métal-isolant-métal [21], la réponse est toujours classique (proportionnelle à la dérivée seconde de la caractéristique courant-tension). Par contre, pour les jonctions supraconducteur-isolant-supraconducteur [22], pour des fréquences ω élevées, la réponse est quantique (dépendante de $\hbar\omega$). Théoriquement, Tucker [23], en utilisant le formalisme d'hamiltonien de transfert, a établi un critère qui met en rapport la non-linéarité de la caractéristique courant-tension I(V) du dispositif et l'énergie $\hbar\omega$ de la radiation:

$$\left[I\left(V_0 + \frac{\hbar\omega}{e}\right) - I(V_0)\right] > \left[I(V_0) - I\left(V_0 - \frac{\hbar\omega}{e}\right)\right] \qquad \text{(II.1)}$$

Si ce critère est satisfait, une détection quantique peut être obtenue, dans le cas contraire, la détection sera classique.

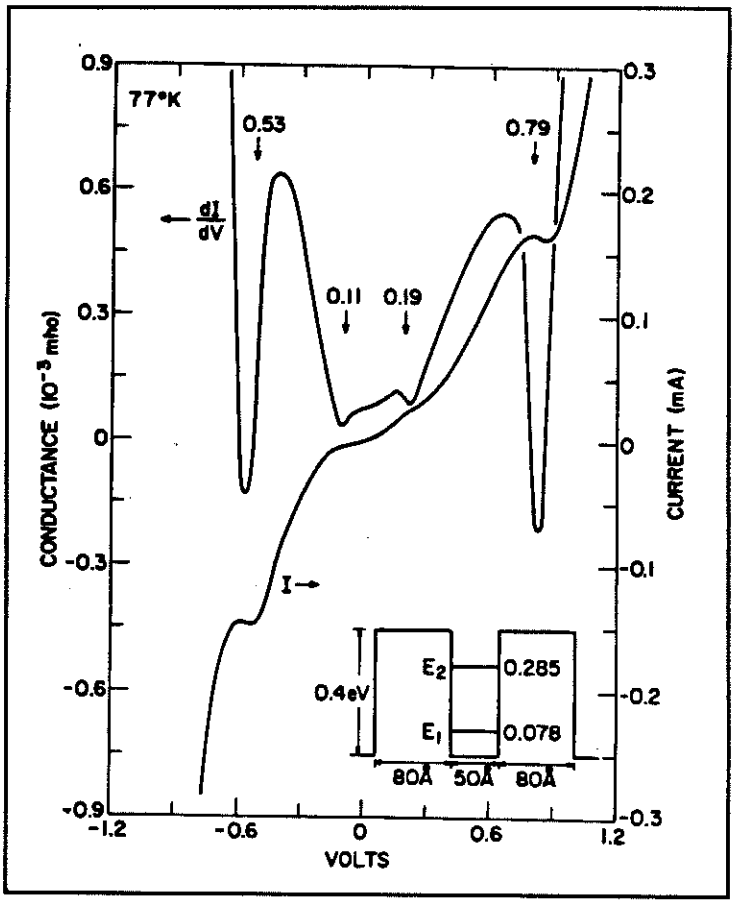

FIGURE (II.3). Caractéristiques courant-tension et conductance-tension, d'une diode à double barrière de GaAs/(GaAl)As à effet tunnel résonnant, mesurées à 77 K par Chang, Esaki et Tsu [16].

Cette théorie développée par Tucker pour les structures à barrière unique, ne s'applique pas, en principe, aux DDB, puisque elle ne tient pas compte de l'interférence entre les deux barrières. Toutefois, les modèles développés pour les DDB [24-31] ont montré que le critère ci-dessus peut être appliqué généralement, indépendamment du processus de l'effet tunnel.

Expérimentalement Sollner et. al. [17] ont obtenu une réponse classique pour une DDB en présence de radiation dans l'infra-rouge lointain. Toutefois, avec des DDB ayant une caractéristique I(V) qui satisfait le critère (II.1) on espère obtenir aussi la réponse quantique.

Pour étudier ce problème, une investigation théorique et expérimentale de l'influence de la radiation dans l'infra-rouge lointain sur le courant des diodes à double barrière a été reprise, laquelle est présentée dans cette partie de ce mémoire. Les différentes limites de la réponse sont établies en fonction du rapport entre l'énergie de la radiation et l'élargissement du niveau d'énergie quasi-lié du puits. Cette étude s'est aussi avérée être un outil performant pour distinguer l'effet tunnel cohérent de l'effet tunnel séquentiel. En outre, la détermination d'une limite supérieure pour le temps de diffusion est aussi possible.

Références

[1]. J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **31**, 66 (1928).

[2]. G. Gamow, *Z. Physik* **51**, 204 (1928).

[3]. R. W. Gurney and E. U. Condon, *Nature* **122**, 439 (1928).

[4]. R. H. Fowler and L. Nordheim, *Proc. Roy. Soc.* (London) **A119**, 173 (1928).

[5]. C. Zener, *Proc. Roy. Soc.* (London) **A145**, 523 (1934).

[6]. L. Esaki, *Phys. Rev.* **109**, 603 (1958).

[7]. C. B. Duke, *Tunneling in Solids*, Academic Press, New York (1969).

[8]. E. Burstein and S Lundquist, eds., *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum, New York (1969).

[9]. L. Solymar, *Superconductive Tunneling and Applications*, Chapman & Hall, London (1972).

[10]. E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*, Oxford University Press, New York (1985).

[11]. L. Esaki and R. Tsu, *IBM J. Res. Develop.* **14**, 61 (1970).

[12]. D. Bohm, *Quantum Theory*, Prentice-Hall (1951).

[13]. R. F. Kazarinov and R. A. Suris, *Sov. Phys. Semicond.* **5**, 707 (1971).

[14]. R. Tsu and L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 562 (1973).

[15]. S. Luryi, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 490 (1986).

[16]. L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 593 (1974).

[17]. T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, C. D. Parker, and D. D. Peck, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 588 (1983).

[18]. T. C. L. G. Sollner, P. E. Tannenwald, C. D. Parker, and W. D. Goodhue, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 1319 (1984).

[19]. T. C. L. G. Sollner, H. Q. Le, C. A. Correa, and W. D. Goodhue, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 36 (1985).

[20]. E. E. Mendez, *Physics and Applications of Quantum Wells and Superlattices*, eds. E. E. Mendez and K. von Klitzing, NATO ASI Series B Physics **170**, Plenum Press, New York (1987).

[21]. G. M. Elchinger, A. Sanchez, C. F. Davis Jr., and A. Javan, *J. Appl. Phys.* **47**, 591 (1976).

[22]. A. H. Dayem and R. J. Martin, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 246 (1962).

[23]. J. R. Tucker, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-15**, 1234 (1979).

[24]. A. D. Stone, M. Ya. Azbel, and P. A. Lee, *Phys. Rev. B* **31**, 1707 (1985).

[25]. D. Sokolovski and M. Y. Sumetskij, *Theor. Math. Phys.* **64**, 802 (1985).

[26]. D. D. Coon and H. C. Liu, *J. Appl. Phys.* **58**, 2230 (1985).

[27]. D. D. Coon and H. C. Liu, *Solid State Commun.* 55, 339 (1985).

[28]. W. R. Frensley, *Phys. Rev. B* 36, 1570 (1987).

[29]. P. Johansson, *Phys. Rev. B* 41, 9892 (1990).

[30]. W. Cai, T. F. Zheng, P. Hu, M. Lax, K. Shum, and R. R. Alfano, *Phys. Rev. Lett.* 65, 104 (1990).

[31]. H. C. Liu, *Resonant Tunneling: Physics and Applications*, eds. C. C. Chang and E. E. Mendez, Plenum Press, New York (1990).

EFFET TUNNEL RÉSONNANT ASSISTÉ PAR PHOTONS

III. THÉORIE

Théorie

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, le formalisme des matrices de transfert [1] est utilisé pour calculer théoriquement la caractéristique densité de courant-tension J(V) des diodes à double barrière (DDB) pour les cas de l'effet tunnel cohérent et de l'effet tunnel séquentiel. Ce formalisme est ensuite étendu pour traiter le problème d'une DDB en présence d'une modulation temporelle.

III.2 Le formalisme des matrices de transfert

En utilisant le formalisme des matrices de transfert, le coefficient de transmission d'une structure composée de barrières et de puits de potentiel, peut être calculé. Les caractéristiques essentielles du phénomène de l'effet tunnel peuvent être étudiées à l'aide d'un modèle unidimensionnel, puisque pour une barrière de potentiel dans la direction z, les moments dans les directions x et y sont, en général, des constantes du mouvement.

A. Marche de potentiel

Dans le cas d'une marche de potentiel, comme celle montrée sur la figure (III.1), l'équation de Schrödinger du système est simplement donnée par:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2} + U(z)\right]\psi(z) = \epsilon\,\psi(z) \qquad \text{(III.1)}$$

où, $\hbar$ est la constante de Planck, m la masse de l'électron, ϵ l'énergie de l'électron incident et U(z) le potentiel électrostatique, tel que:

$$\begin{cases} U(z) = 0 & z \le z_0 \\ U(z) = U_0 & z > z_0 \end{cases} \qquad \text{(III.2)}$$

La solution générale de l'équation est alors:

$$\psi(z) = A\exp(ikz) + B\exp(-ikz) \qquad \text{(III.3)}$$

avec

$$k(\epsilon) = \sqrt{\frac{2m\,[\epsilon - U(z)]}{\hbar^2}} \qquad \text{(III.4)}$$

si $\epsilon - U(z) > 0$, et

$$\psi(z) = \alpha \exp(\kappa z) + \beta \exp(-\kappa z) \qquad \text{(III.5)}$$

avec

$$\kappa = ik \qquad \text{(III.6)}$$

si $\epsilon - U(z) < 0$.

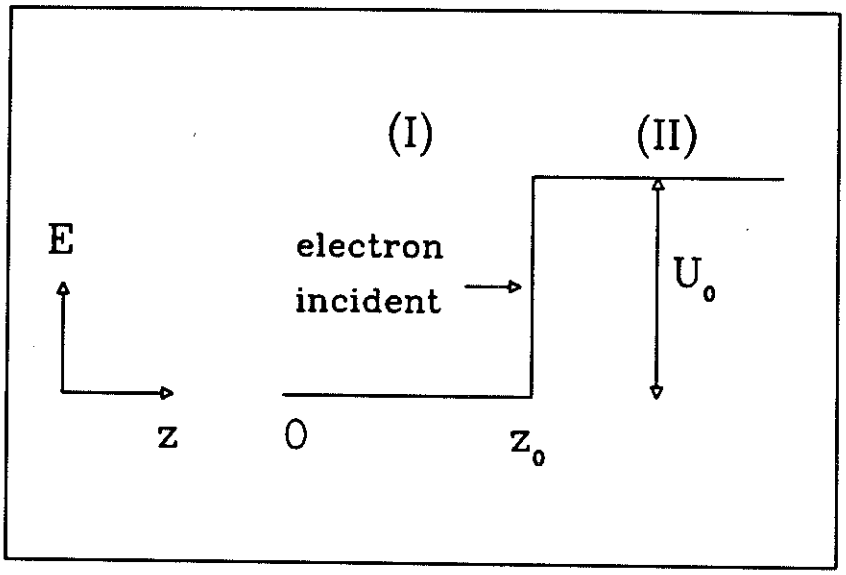

FIGURE (III.1). Marche de potentiel.

La détermination des valeurs propres du problème se résume donc à la détermination des coefficients A, B, α, et β, ce qui se fait en imposant des conditions de continuité à l'interface. Ces conditions sont obtenues en écrivant la conservation du courant de probabilité dans la structure:

$$j(z) = \frac{i\hbar}{2m}\left(\psi\frac{d\psi^*}{dz} - \psi^*\frac{d\psi}{dz}\right) \qquad \text{(III.7)}$$

ce qui impose la continuité de ψ et de $d\psi/dz$ dans tout l'espace. Ainsi, la détermination des valeurs propres du potentiel de la figure (III.1) se résume à la solution du système de matrices:

$$\begin{pmatrix} A_I \\ B_I \end{pmatrix} = M_I \begin{pmatrix} A_{II} \\ B_{II} \end{pmatrix} \qquad \text{(III.8)}$$

avec

$$M_I = \frac{1}{2k_I}\begin{pmatrix} [k_I+k_{II}]\exp[i(k_{II}-k_I)z_0] & [k_I-k_{II}]\exp[-i(k_I+k_{II})z_0] \\ [k_I-k_{II}]\exp[i(k_I+k_{II})z_0] & [k_I+k_{II}]\exp[i(k_I-k_{II})z_0] \end{pmatrix}$$

(III.9)

Bien entendu, les équations (III.8) et (III.9) sont valables pour des valeurs de k aussi bien réelles qu'imaginaires. Le problème général de n'importe quelle structure, composée de barrières et de puits de potentiel, peut ainsi être décrit en terme d'une succession d'opérateurs de la forme M_n.

B. Double barrière

L'extension du formalisme présenté ci-dessus au cas d'un système à double barrière (figure (III.2)), est immédiate [1]. Soient A_I, B_I les coefficients de la fonction d'onde dans la région I et, A_V, B_V ceux dans la région V, on a alors:

$$\begin{pmatrix} A_I \\ B_I \end{pmatrix} = M_T \begin{pmatrix} A_V \\ B_V \end{pmatrix} \qquad \text{(III.10)}$$

où $M_T = M_I\, M_{II}\, M_{III}\, M_{IV}$, chaque matrice correspondant à une interface. La matrice M_n peut être obtenue à partir de la matrice M_I donné dans la section précédente (équation (III.4)), en changeant l'indice I pour n et l'indice II pour n+1. Dans l'hypothèse où l'électron est incident uniquement de la région I, il n'y a qu'une onde transmise dans la région V et donc B_V=0. Ainsi, le coefficient de transmission, communément défini comme le rapport entre le courant de probabilité transmis et le courant de probabilité incident, peut être calculé:

$$T(\epsilon) = \frac{j_t}{j_i} = \frac{k_V}{k_I}\frac{|A_V|^2}{|A_I|^2} = \frac{k_V}{k_I}|M_{T_{11}}|^2 \qquad \text{(III.11)}$$

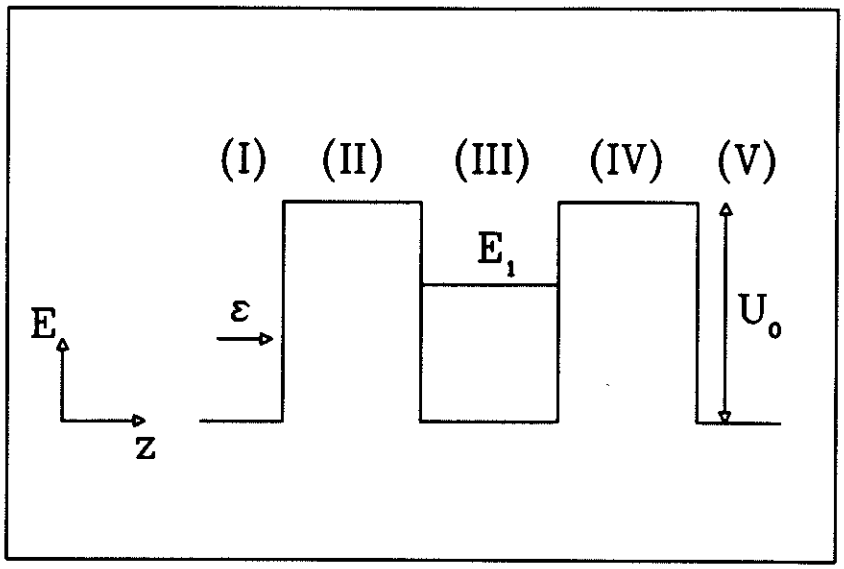

FIGURE (III.2). Profil du potentiel d'une structure à double barrière.

III.3 La densité de courant

La densité de courant qui passe à travers une structure est définie comme étant la densité de courant qui passe de gauche à droite J_{GD} diminuée de celle passant de droite à gauche J_{DG}

$$J = J_{GD} - J_{DG} \qquad \text{(III.12)}$$

J_{GD} pour sa part, est définie comme le courant de probabilité transmis de gauche à droite, sommé sur tous les états (occupés à gauche et disponibles à droite) et multiplié par 2 pour tenir compte de la dégénérescence de spin, et par la charge électrique e

$$J_{GD} = \frac{2e}{(2\pi)^3} \int d^2k_{\parallel}\, dk_z\, f_G(E)\,[1-f_D(E)]\,T(e)\,\frac{\hbar k_z}{m^*} \qquad \text{(III.13)}$$

où $d^2k_{\parallel}=dk_x dk_y$ et $f_G(E)$, $f_D(E)$ sont les fonctions d'occupation de Fermi à gauche et à droite respectivement.

Dans l'approximation de l'électron libre, l'énergie totale peut être écrite comme:

$$E = \epsilon + E_{\parallel} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} \qquad \text{(III.14)}$$

donnant,

$$dk_z = \frac{m^*}{\hbar^2 k_z} d\epsilon \qquad \text{(III.15)}$$

J_{GD} est alors donnée par:

$$J_{GD} = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int d^2k_{\parallel}\, d\epsilon\, f_G(E)\,[1 - f_D(E)]\, T(\epsilon) \qquad \text{(III.16)}$$

De la même façon, le courant de droite à gauche J_{DG} est obtenu par la commutation de G par D. Ainsi, la densité de courant totale est donnée par:

$$J = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int d^2k_{\parallel}\, d\epsilon\, [f_G(E) - f_D(E)]\, T(\epsilon) \qquad \text{(III.17)}$$

Si une tension externe V est appliquée à la structure, de façon à avoir 0 à gauche et -V à droite, les fonctions d'occupation de Fermi sont écrites comme:

$$f_G(E) - f_D(E) = f(E) - f(E+eV) \qquad \text{(III.18)}$$

et ainsi:

$$J = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int d^2k_{\parallel}\, d\epsilon\, [f(E) - f(E+eV)]\, T(\epsilon) \qquad \text{(III.19)}$$

Comme le coefficient de transmission est fonction de ϵ uniquement, l'intégrale en $d^2k_{\parallel}$ peut être évaluée, d'où on obtient l'expression finale de la densité de courant:

$$J(V) = \frac{em^*K_BT}{2\pi^2\hbar^3} \int T(\epsilon, V) \ln\left[\frac{1 + e^{\frac{(E_F-\epsilon)}{K_BT}}}{1 + e^{\frac{(E_F-\epsilon-eV)}{K_BT}}}\right] d\epsilon \qquad \text{(III.20)}$$

où K_B est la constante de Boltzmann, T la température, E_F l'énergie de Fermi, et où la dépendance explicite de la densité de courant et du coefficient de transmission sur la tension V est montrée.

III.4 La diode à double barrière

Les électrons, dans chaque matériau qui compose la structure, se déplacent dans un potentiel ecranté dû aux ions, en même temps qu'il y a une interaction coulombienne entre eux. L'hamiltonien du système, dans ce cas, étant très compliqué, est souvent simplifié par l'approximation de la masse effective. D'autre part, quelques simplifications sont encore faites:

(i) les fonctions d'onde sont décrites pour un minimum de la bande de conduction de symétrie unique (Γ en l'occurrence), de chaque côté de l'hétérojonction.

(ii) l'équation de Schrödinger est séparée en deux composantes, une parallèle et une perpendiculaire au plan de la jonction.

(iii) les fonctions propres du problème sont considérées comme ayant des énergies suffisamment proches du minimum de la bande de conduction, pour éviter les problèmes de non parabolicité de celle-ci.

Dû au fait que les électrons ont une masse effective qui varie d'un matériau semiconducteur à l'autre, la condition de conservation du courant de probabilité donne maintenant des nouvelles conditions de continuité:

- continuité de ψ et
- continuité de $(1/m^*)\, d\psi/dz$

Avant d'appliquer le formalisme présenté ci-dessus au calcul de la caractéristique J(V) d'une diode à double barrière, une distinction entre l'effet tunnel cohérent et l'effet tunnel séquentiel sera faite.

A. L'effet tunnel cohérent

Si la fonction d'onde de l'électron qui traverse la structure ne souffre d'aucun changement de phase pendant le processus, l'effet tunnel est dit cohérent. Ceci implique que l'énergie totale de l'électron et le moment parallèle aux interfaces soient conservés. Ces conditions ont été introduites implicitement dans les conditions de continuités utilisées dans le formalisme des matrices de transfert.

La structure qui va être utilisée comme modèle pour les calculs théoriques est représentée schématiquement sur la figure (III.3). Elle est composée d'un puits quantique en GaAs de 5 nm de largeur et de barrières en $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ de 5 nm d'épaisseur. Cette structure a des paramètres similaires a ceux d'un des échantillon utilisés pour l'expérience.

Le coefficient de transmission cohérent en fonction de l'énergie de l'électron incident calculé pour cette structure est montré sur la figure (III.4). Cette courbe montre nettement que pour une valeur précise de l'énergie incidente ($\epsilon=E_1$, où E_1 est l'énergie de l'état quasi-lié du puits) $T(\epsilon)$ présente un maximum. Comme la structure est symétrique, ce maximum est

égal a un [3]. $T(\epsilon)$ est caractérisé par une largeur totale à demi hauteur de la résonance, Γ_c, qui dépend des paramètres de la structure (hauteur et épaisseur de la barrière et largeur du puits), d'où on obtient la durée de vie caractéristique de l'état quasi-lié du puits, $\tau_c=\hbar/\Gamma_c$.

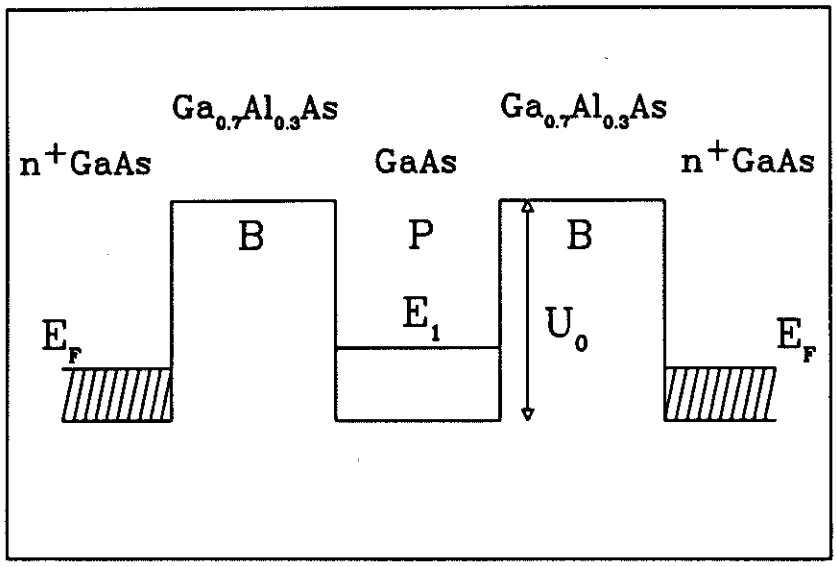

FIGURE (III.3). Dessin schématique d'une diode à double barrière avec puits (P) de GaAs de 5nm de largeur et barrières (B) de $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ de 5 nm de largeur. La hauteur des barrières (U_0) est de 210 meV et l'énergie de Fermi (E_F) est de 50 meV correspondant a une dopage de 10^{18} cm^3. L'énergie de l'état quasi-lié du puits (E_1) est de 70 meV.

Dans le cas d'une diode réelle, une tension est appliquée aux bornes de la structure, afin d'amener le niveau quasi-lié du puits en coïncidence avec le niveau de Fermi de l'émetteur, comme indiqué sur la figure (III.5). Afin de simplifier ce problème, le potentiel électrostatique est découpé en plusieurs tranches de potentiel constant, formant des marches de façon à simuler la chute de tension sur la structure.

Le coefficient de transmission obtenu pour la structure de la figure (III.3) avec une tension de 100 mV appliquée à ses bornes est montré sur la figure (III.6). La résonance se trouve sur une énergie d'incidence plus basse, dû au fait que le niveau quasi-lié du puits est maintenant plus proche des niveaux occupés de l'émetteur. Il est aussi intéressant de noter que le

maximum du coefficient de transmission n'atteint plus la valeur un, puisque la structure est devenue asymétrique.

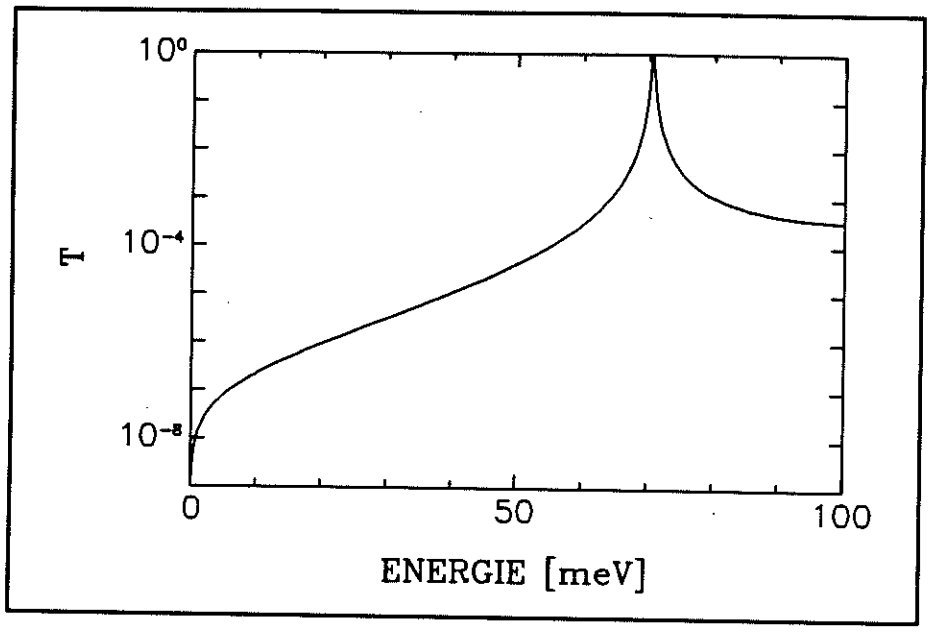

FIGURE (III.4). Coefficient de transmission en fonction de l'énergie de l'électron incident calculé pour la structure de la figure (III.3) avec V=0.

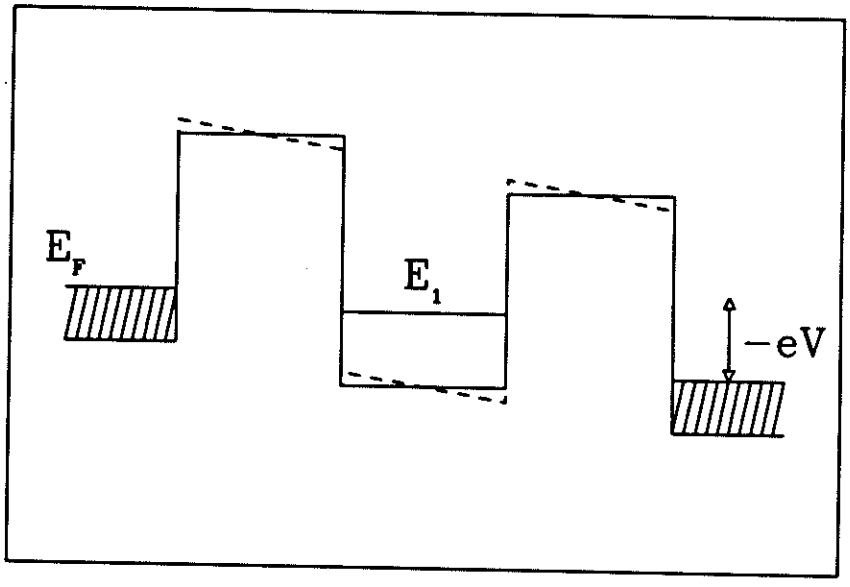

FIGURE (III.5). Représentation schématique du profil d'énergie potentielle d'une diode à double barrière, sous polarisation V (ligne discontinue) et le découpage du potentiel en marche de potentiel constante (ligne continue), pour modéliser la chute de tension aux bornes de la structure.

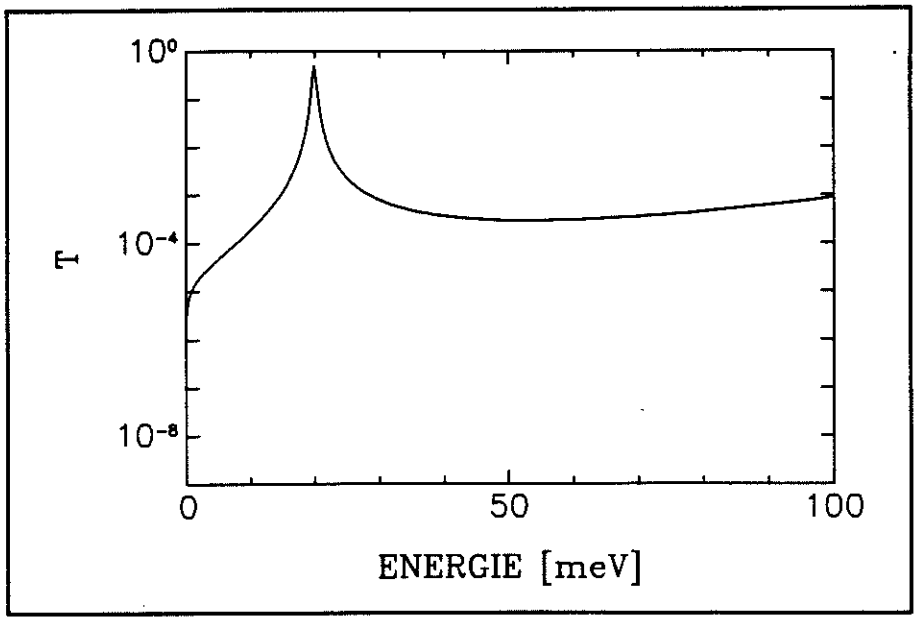

FIGURE (III.6). Coefficient de transmission, en fonction de l'énergie de l'électron incident, calculé pour la structure de la figure (III.3) lorsque une tension de 100 mV est appliquée à ses bornes.

La caractéristique densité de courant-tension de cette structure est montrée sur la figure (III.7). Lorsque la tension appliquée est suffisante pour aligner le niveau quasi-lié du puits avec le niveau de Fermi de l'émetteur, un courant non nul est observé. Ce courant atteint une valeur maximale lorsque le produit coefficient de transmission cohérent x densité d'état est un maximum après quoi le courant décroît dû à la condition de conservation du moment parallèle, donnant lieu à la région de résistance différentielle négative.

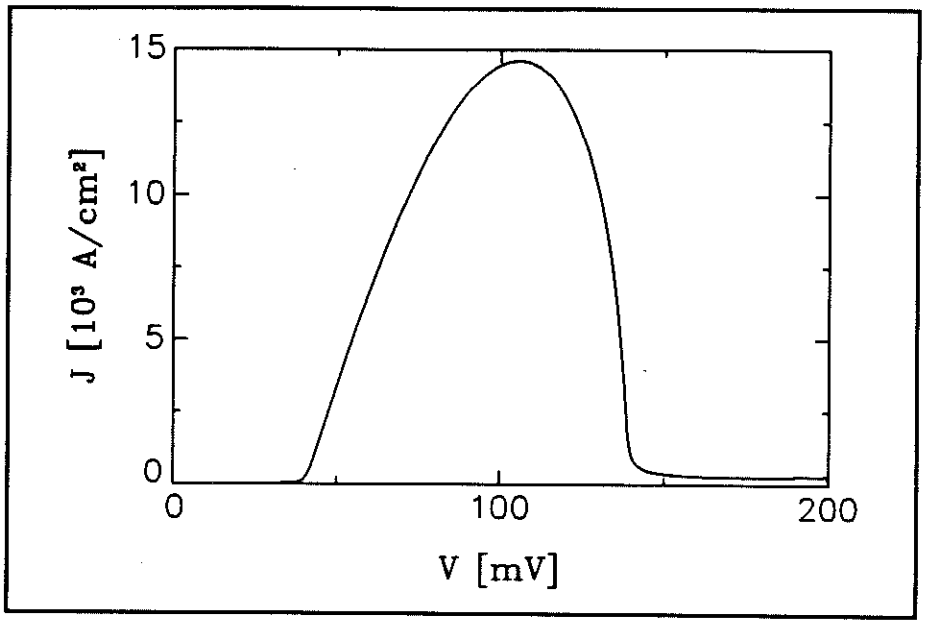

FIGURE (III.7). Courbe caractéristique densité de courant-tension calculée à l'aide du formalisme des matrices de transfert pour la structure de la figure (III.3). P=5 nm, B=5 nm, U_0=210 meV, et E_F=50 meV.

B. L'effet tunnel séquentiel

Si l'électron subit des collisions pendant qu'il traverse la structure, la cohérence de la fonction d'onde sera détruite, et l'effet tunnel est alors dit séquentiel. Dans ce cas, un temps de diffusion τ_d peut être défini comme l'inverse du taux de diffusion total Γ_d et inclut les effets de diffusions élastiques par des impuretés, par d'autres porteurs et par les rugosités des interfaces, aussi bien que les effets de diffusions inélastiques par des phonons. Les principaux effets des collisions sont de faire décroître le maximum du coefficient de transmission par un rapport $\tau_d/(\tau_d+\tau_c)$ et d'élargir la résonance [2]. Ainsi, si la durée de vie de l'état quasi-lié du puits est plus courte que le temps de diffusion, l'effet tunnel sera cohérent, par contre, si τ_d est plus court que τ_c l'effet tunnel sera séquentiel.

Pour introduire les effets des collisions dans le calcul de la caractéristique densité de courant-tension, le coefficient de transmission obtenu en utilisant le modèle d'effet tunnel cohérent $T(\epsilon,V)$ est tout d'abord multiplié par une fonction de diffusion [4-6]:

$$A(\epsilon,\Gamma_d) = \frac{1}{\pi}\,\frac{\Gamma_d/2}{\epsilon^2 + (\Gamma_d/2)^2} \qquad \text{(III.21)}$$

et ensuite intégré sur tout l'intervalle d'énergie pour obtenir le coefficient de transmission séquentiel [7]:

$$T(\epsilon,\Gamma_d,V) = \int_{-\infty}^{\infty} T(E,V)\,A(\epsilon-E,\Gamma_d)\,dE \qquad \text{(III.22)}$$

Le coefficient ainsi obtenu, avec différentes valeurs de Γ_d, est montré sur la figure (III.8). Si la valeur de Γ_d est augmentée de façon que le temps de diffusion devient de plus en plus court, le maximum du coefficient de transmission devient de plus en plus petit et de plus en plus large, comme décrit ci-dessus.

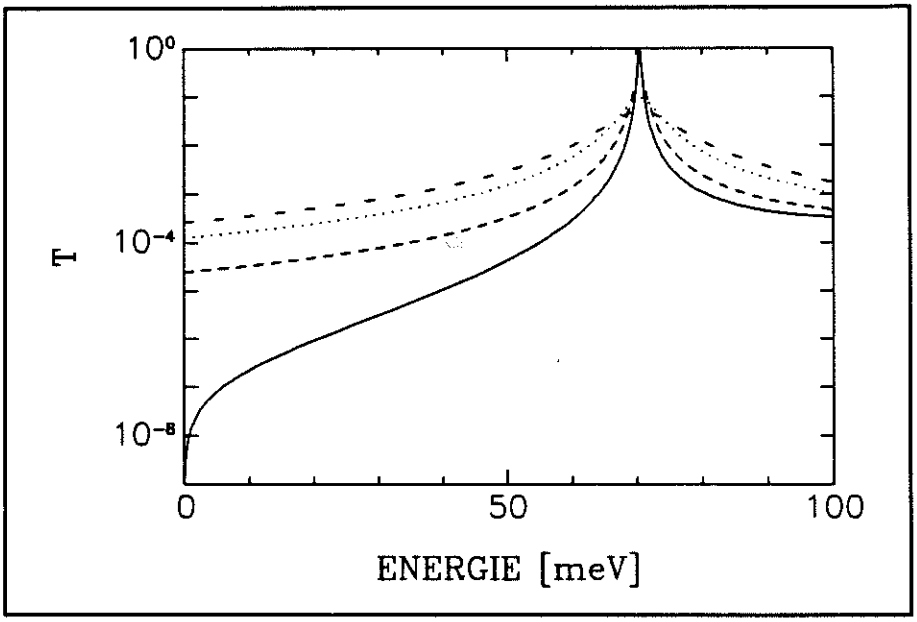

FIGURE (III.8). Coefficient de transmission, de la structure montrée sur la figure (III.3), calculé à l'aide du modèle d'effet tunnel séquentiel. Γ_d=0 meV (ligne continue), Γ_d=1 meV (ligne discontinue), Γ_d=5 meV (ligne pointillée) et Γ_d=10 meV (ligne discontinue plus espacée).

La caractéristique densité de courant-tension, en considérant l'effet tunnel comme étant séquentiel, est calculée comme avant, en utilisant l'équation (III.20), où $T(\epsilon,V)$ est substitué par $T(\epsilon,\Gamma_d,V)$. Les résultats sont présentés sur la figure (III.9). Le courant dans la région de faible tension qui était nul avant l'introduction des effets de diffusion, augmente à mesure que Γ_d augmente de même façon que le courant de pic décroît. Il est important de noter que le courant de vallée ne change pas lorsque Γ_d est changé. Ceci est dû au fait que dans cette région le coefficient de transmission cohérent ne présente plus de résonance parce que l'état quasi-lié du puits se trouve déjà au-dessous du fond de la bande de conduction de l'émetteur, et ainsi, les collisions n'affectent plus le courant (voir figure (III.10)). Pour cette raison, lorsque les effets de diffusion seront pris en compte dans ce mémoire, ils seront restreints à la région de faible tension.

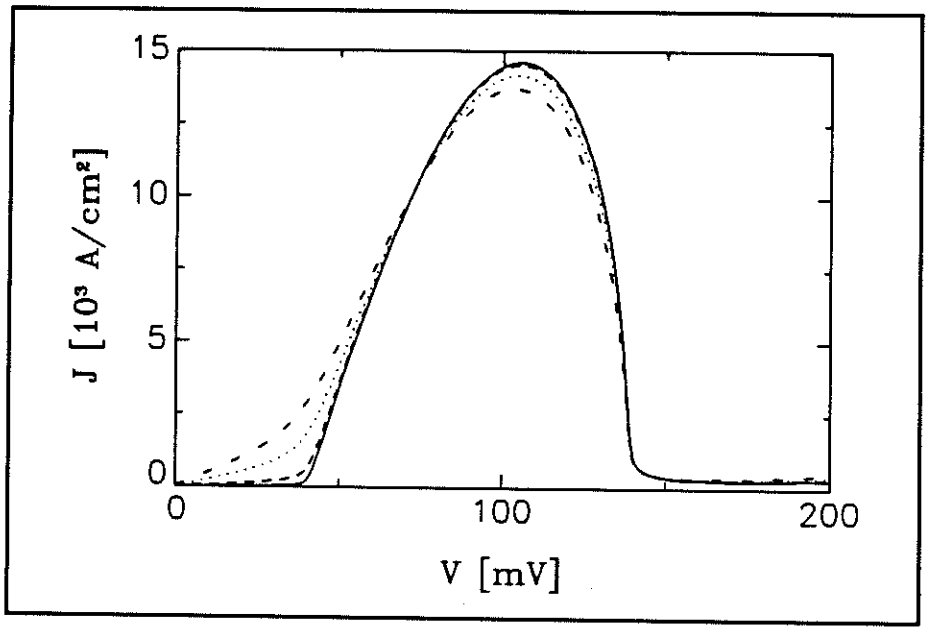

FIGURE (III.9). Courbes caractéristiques densité de courant-tension de la diode à double barrière de la figure (III.3), calculée à l'aide du modèle d'effet tunnel séquentiel avec: Γ_d=0 meV, c'est à dire, effet tunnel cohérent (ligne continue); Γ_d=1 meV (ligne discontinue); Γ_d=5 meV (ligne pointillée); et Γ_d=10 meV (ligne discontinue plus espacée).

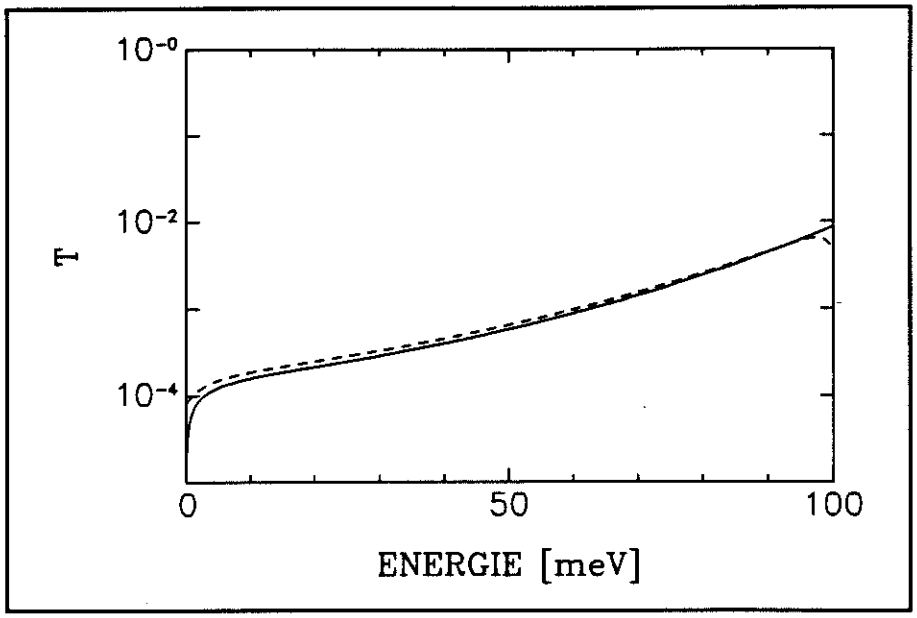

FIGURE (III.10). Comparaison entre les coefficients de transmission cohérent (ligne continue) et séquentiel (ligne discontinue) lorsque la tension appliquée aux bornes de la diode à double barrière est suffisante pour avoir le niveau quasi-lié du puits au-dessous du fond de la bande de conduction de l'émetteur.

III.5 L'influence de la radiation sur l'effet tunnel

L'étude de l'influence d'une modulation périodique sur le courant d'une diode à double barrière est fondamentale pour la compréhension des propriétés de transport de ces structures. Plusieurs études théoriques ont été faites [8–14] où différents modèles ont été utilisés pour décrire l'effet de la modulation. Dans cette section, le modèle de Coon et Liu [9], qui est une extension du modèle indépendant du temps de Tsu et Esaki [1], sera utilisé.

Lorsqu'une radiation ou une tension ac est appliquée aux bornes d'une structure à double barrière (voir figure (III.11)), le problème peut être décrit par l'équation de Schrödinger dépendante du temps donnée par:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (H_0 + H_1)\,\psi \qquad \text{(III.23)}$$

où

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + U_0(z) \qquad \text{(III.24)}$$

décrit, comme avant, la partie indépendante du temps, et

$$H_1 = U_1 \cos(\omega t) \qquad \text{(III.26)}$$

décrit un potentiel sinusoïdal dans la direction z avec une fréquence ω. Seule la composante z de la modulation est considérée, parce que c'est la seule qui donne un élément de matrice d'interaction entre l'état initial (dans l'émetteur) et l'état final (l'état quasi-lié du puits) non nul [15].

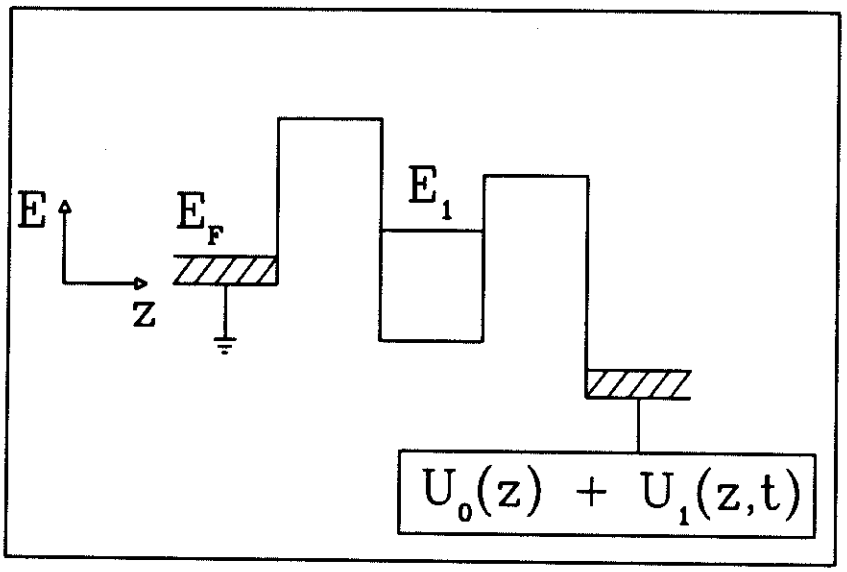

FIGURE (III.11). Dessin schématique d'une diode à double barrière en présence d'une modulation périodique $U_1(z,t)$.

La solution générale de l'équation (III.23), dans chaque région de la structure, s'écrit comme:

$$\Psi = \int \left[A(\epsilon)\ e^{ikz} + B(\epsilon)\ e^{-ikz}\right] \exp\left[-i\frac{\epsilon t}{\hbar} - i\frac{U_1}{\hbar\omega}\sin(\omega t)\right] d\epsilon \qquad \text{(III.26)}$$

où

$$k(\epsilon) = \sqrt{\frac{2m^*\left[\epsilon - U_0(z)\right]}{\hbar^2}} \qquad \text{(III.27)}$$

Il faut noter que dans ce cas, un nombre infini de coefficients est un principe nécessaire pour décrire la transmission et la réflexion dans la structure. Ces coefficients sont les composantes de la fonction d'onde de l'électron avec énergie $\epsilon'=\epsilon\pm n\hbar\omega$, avec $n\to\infty$. Ils dépendent de l'amplitude de la modulation U_1, et décroissent rapidement lorsque n augmente. Ainsi, pour une amplitude U_1 donnée, un nombre fini de coefficients peut être considéré, sans porter préjudice au résultat final.

Dans le cas de l'effet tunnel dc (en absence d'une modulation périodique), la fonction d'onde était décrite par deux coefficients, A et B ou α et ß, et pour obtenir le coefficient de transmission il fallait résoudre un système de matrices 2x2. Dans le cas de l'effet tunnel ac (en présence d'une modulation périodique), par exemple avec U_1 très faible de façon qu'un seul photon peut être considéré, il faut six coefficients pour décrire la fonction d'onde de l'électron, $A(\epsilon+\hbar\omega)$, $A(\epsilon)$, $A(\epsilon-\hbar\omega)$, $B(\epsilon+\hbar\omega)$, $B(\epsilon)$, et $B(\epsilon-\hbar\omega)$, et de cette façon, pour obtenir le coefficient de transmission il faut résoudre un système de matrices 6x6. Ainsi, pour obtenir le coefficient de transmission lorsque n photons prennent part dans le processus, il faut résoudre un système de matrices de 2(2n+1)x2(2n+1).

Pour calculer les coefficients de la fonction d'onde, les mêmes conditions de continuité utilisées pour le cas de l'effet tunnel dc, continuité de ψ et de $(1/m^*)\, d\psi/dz$, sont utilisées. On obtient le système de matrices suivant:

$$\begin{pmatrix} A_I \\ B_I \end{pmatrix} = M_I M_{II} M_{III} M_{IV} \begin{pmatrix} A_V \\ B_V \end{pmatrix} \qquad \text{(III.28)}$$

avec le vecteur des coefficients donné par:

$$A_j \equiv \begin{vmatrix} \vdots \\ A_j(\epsilon+\hbar\omega) \\ A_j(\epsilon) \\ A_j(\epsilon-\hbar\omega) \\ \vdots \end{vmatrix} \qquad \text{(III.29)}$$

et les matrices de transfert M_n données par:

$$M_j = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} [\xi_j^+] & [\eta_j^-] \\ [\eta_j^+] & [\xi_j^-] \end{bmatrix} \qquad \text{(III.30)}$$

avec

$$[\xi_j^{\pm}] \equiv \begin{vmatrix} & \vdots & \\ \xi_j^{\pm}(0,1,1) & \xi_j^{\pm}(1,1,0) & \xi_j^{\pm}(2,1,-1) \\ \cdots\ \xi_j^{\pm}(-1,0,1) & \xi_j^{\pm}(0,0,0) & \xi_j^{\pm}(1,0,-1)\ \cdots \\ \xi_j^{\pm}(-2,-1,1) & \xi_j^{\pm}(-1,-1,0) & \xi_j^{\pm}(0,-1,-1) \\ & \vdots & \end{vmatrix} \qquad \text{(III.31)}$$

où

$$\xi_j^{\pm}(p,q,r) = J_p\left(\frac{U_1}{\hbar\omega}\right)\left[1 + \frac{m_j^*}{m_{j+1}^*}\,\frac{k_{j+1}(\epsilon+r\hbar\omega)}{k_j(\epsilon+q\hbar\omega)}\right] x$$

$$x\ \exp\{\pm i[k_{j+1}(\epsilon+r\hbar\omega) - k_j(\epsilon+q\hbar\omega)]\ z_j\} \qquad \text{(III.32)}$$

et de la même forme pour $[\eta_j^{\mp}]$ si

$$\eta_j^{\mp}(p,q,r) = J_p(\cdots)\ (1 - \cdots)\ \exp\{\mp i\ [\cdots + \cdots]\} \qquad \text{(III.33)}$$

Si l'électron est incident uniquement de la région I, toutes les composantes du vecteur B_V sont nulles et le coefficient de transmission peut être calculé à l'aide de l'équation (III.11).

Sur la figure (III.12) une comparaison est faite entre le coefficient de transmission pour les deux cas: en l'absence d'une modulation périodique, U_1=0 (ligne discontinue); et en présence d'une modulation caractérisée par $\hbar\omega$=10 meV et par le rapport $\alpha=U_1/\hbar\omega$=0.5 (ligne continue), pour laquelle un processus de 3 photons a été considéré. Pour les deux cas la tension appliquée est nulle (V=0). $T(\epsilon)$ en présence d'une modulation présente, de la même façon que $T(\epsilon)$ dc, une résonance principale lorsque $\epsilon=E_1$, et aussi de pics satellite autour de celle-là lorsque $\epsilon=E_1\pm n\hbar\omega$, dûs à l'absorption et à l'émission de n photons.

L'amplitude des résonances de $T(\epsilon)$ dépend de l'amplitude U_1 de la modulation, comme on peut l'observer sur la figure (III.13) où l'amplitude de la résonance principale (cercles pleins) et celle avec $\epsilon=E_1-\hbar\omega$ (carrés pleins) sont montrées en fonction de α pour $\hbar\omega$=10 meV. Lorsque U_1 est augmenté, l'amplitude de la résonance avec $\epsilon=E_1$ décroît rapidement alors qu'une augmentation de celle du pic satellite est observée. Ceci implique que pour une amplitude de modulation assez élevée, la transmission avec absorption ou émission d'un photon devient plus importante que celle ou $\epsilon=E_1$.

Un autre aspect important à noter est que les pics satellites de $T(\epsilon)$ sont observés seulement quand $\hbar\omega$ est plus grand que Γ_c. Dans le cas contraire ils sont masqués par la résonance principale (figure (III.14)).

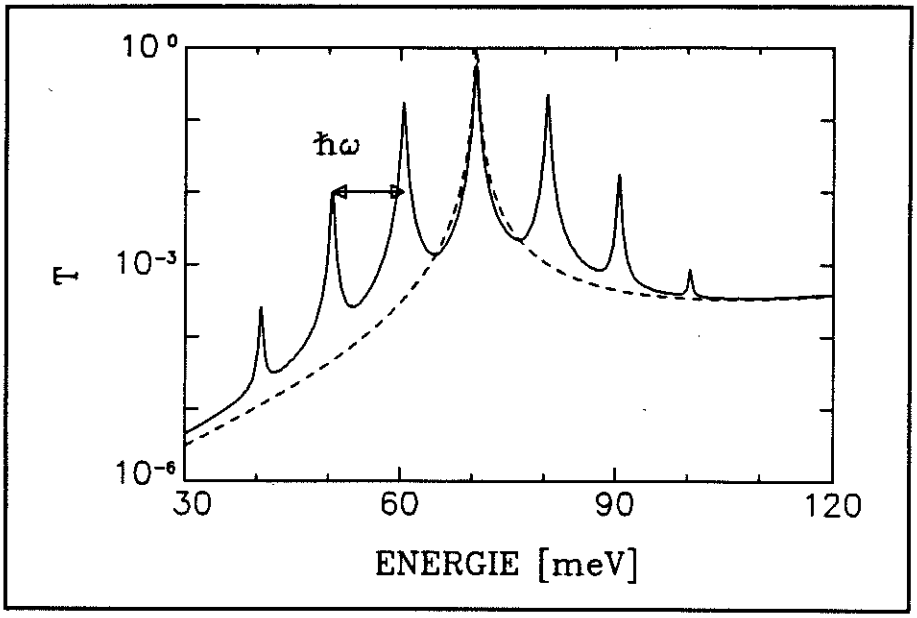

FIGURE (III.12). Comparaison entre les coefficients de transmission dc (U_1=0 - ligne discontinue) et ac ($\hbar\omega$=10 meV et α=0.5 - ligne continue) de la structure de la figure (III.3) sans tension appliquée (V=0).

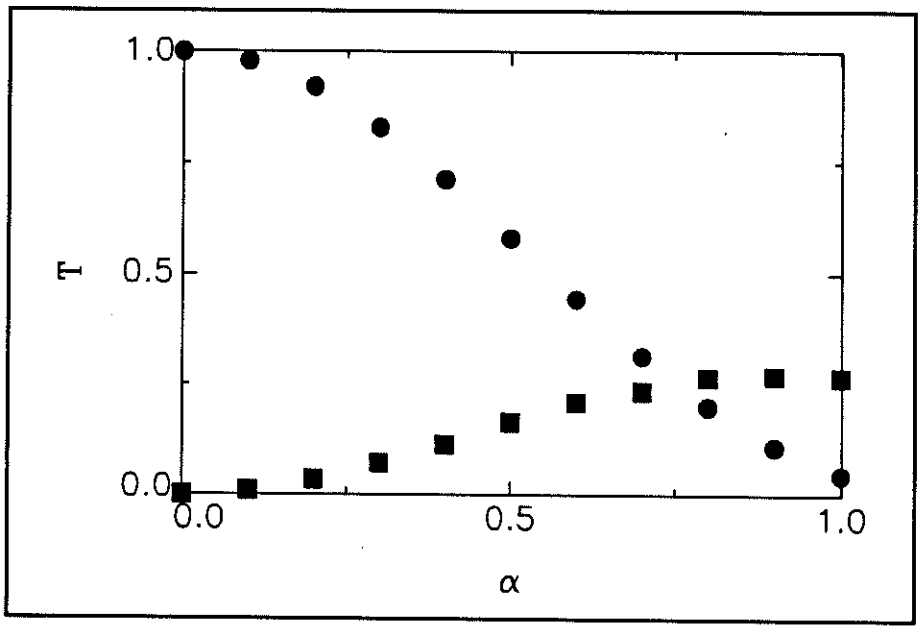

FIGURE (III.13). Amplitude des résonances du coefficient de transmission en fonction de l'amplitude de la modulation U_1 (α=$U_1/\hbar\omega$) avec $\hbar\omega$=10 mev, d'une structure à double barrière. ● - résonance principale (ϵ=E_1) et ■ - résonance avec ϵ=$E_1-\hbar\omega$.

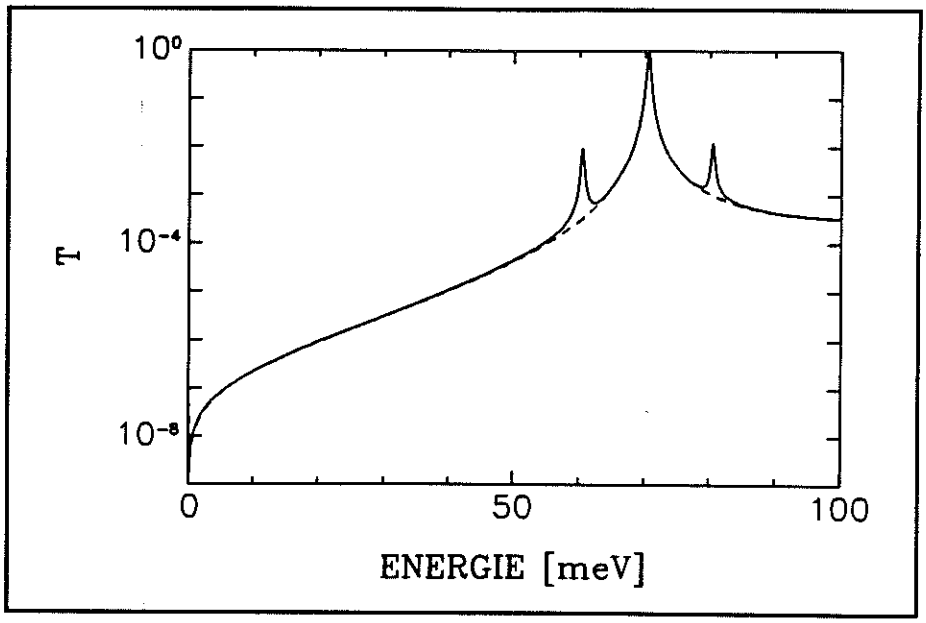

FIGURE (III.14). Coefficients de transmission ac d'une structure à double barrière caractérisé par Γ_c=0.5 meV, avec $\hbar\omega$=10 meV (ligne continue) et $\hbar\omega$=0.1 meV (ligne discontinue). Pour le deux cas, l'amplitude de la modulation est de α=0.1.

Après avoir obtenu le coefficient de transmission, la composante dc de la densité de courant (la composante mesurable) d'une diode à double barrière soumise à une modulation périodique peut être calculée. Comme dans le cas indépendant du temps, une distinction entre l'effet tunnel cohérent et l'effet tunnel séquentiel va être faite.

A. L'effet tunnel cohérent

Sur la figure (III.15) sont présentées les caractéristiques densité de courant-tension calculées pour la structure de la figure (III.3) en l'absence d'une modulation périodique (ligne continue) et en présence d'une modulation avec énergie $\hbar\omega$=10 meV et amplitude α=0.5 (ligne discontinue). Un accroissement du courant dans les régions avant et après le pic et une diminution du courant de pic sont observés. Sur la figure (III.16) est montrée la réponse (la différence entre les densités de courant en présence et en absence d'une modulation) de la structure en fonction de la tension appliquée pour des modulations avec différentes énergies. La forme de cette réponse montre une dépendance avec l'énergie à condition qu'elle soit de l'ordre de ou plus petite que Γ_c=0.5 meV, où elle devient proportionnelle à la dérivée

seconde de la caractéristique densité de courant-tension dc (figure (III.17)). Ainsi, lorsque les pics satellites du coefficient de transmission sont masqués par la résonance principale ($\hbar\omega \leq \Gamma_c$) la réponse est classique. Par contre, si les pics sont visibles ($\hbar\omega > \Gamma_c$) la réponse est quantique.

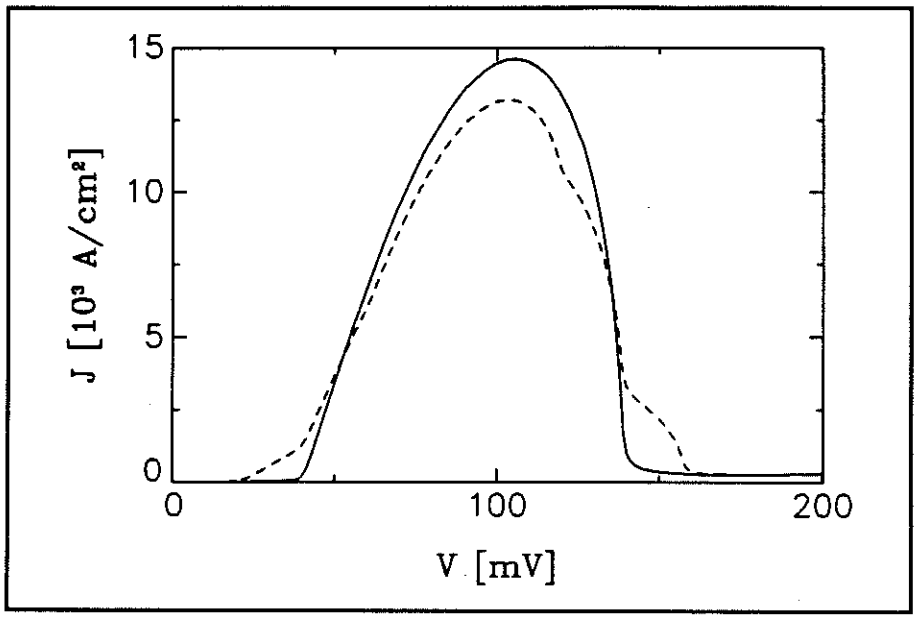

FIGURE (III.15). Courbes caractéristiques densité de courant-tension d'une diode à double barrière. (i) caractéristique dc - ligne continue et (ii) caractéristique en présence d'une modulation avec les paramètres: $\hbar\omega$=10 meV et α=0.5.

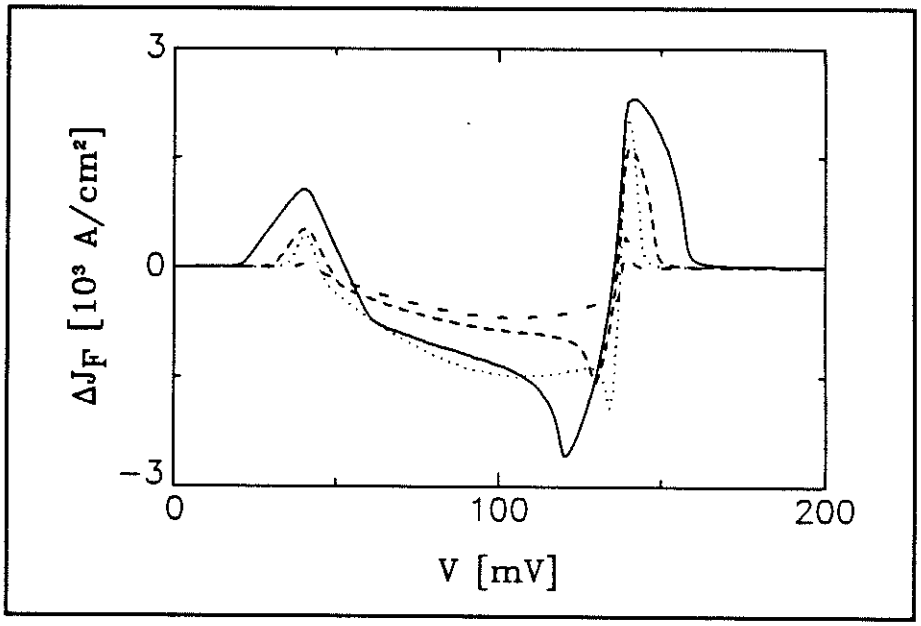

FIGURE (III.16). Réponse en fonction de la tension appliquée, d'une structure à double barrière, à des modulations d'amplitude α=0.5 et différentes énergie: $\hbar\omega$=10 meV (ligne continue), $\hbar\omega$=5 meV (ligne discontinue), $\hbar\omega$=2.5 meV (ligne pointillée), et $\hbar\omega$=1 meV (ligne discontinue plus espacée).

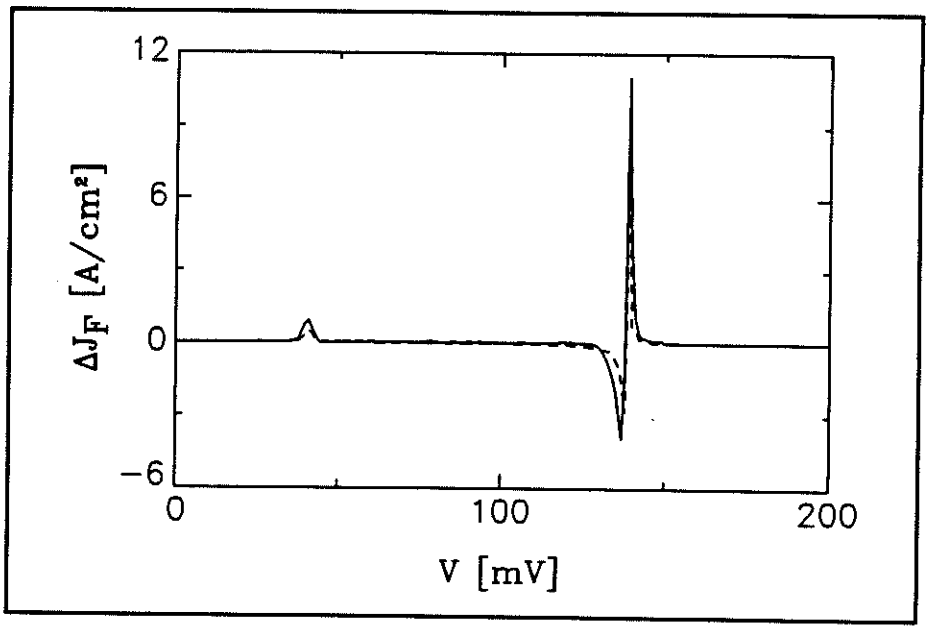

FIGURE (III.17). Réponse d'une diode à double barrière, à une modulation d'amplitude α=0.1 et énergie ħω=0.5 meV, comparée avec la dérivée seconde de la courbe caractéristique densité de courant-tension montrée sur la figure (III.7).

B. L'effet tunnel séquentiel

Les résultats pour l'effet tunnel séquentiel en présence d'une modulation sont obtenus d'une manière analogue à celle de la section III.4.B. Sur les figures (III.18), (III.19) et (III.20) la réponse à des modulations de différentes énergies est montrée, pour trois temps de diffusion distincts donnés par $\tau_d=\hbar/\Gamma_d$ avec Γ_d égal a 1, 5 et 10 meV. Pour Γ_d=1 meV, la forme de la réponse, en fonction de la tension appliquée, dépend de l'énergie de la modulation, d'une façon similaire à celle trouvée pour l'effet tunnel cohérent, dès que $\hbar\omega$ est plus grand que Γ_d. Si Γ_d est augmenté, cette dépendance de la réponse, a une tendance à être détruite de façon que sa forme devienne la même pour n'importe quelle énergie. Ainsi, pour être capable d'observer de la détection quantique lorsque l'effet tunnel est séquentiel, il faut que la période angulaire de la modulation $\tau_m=1/\omega$ soit plus courte que le temps de diffusion τ_d.

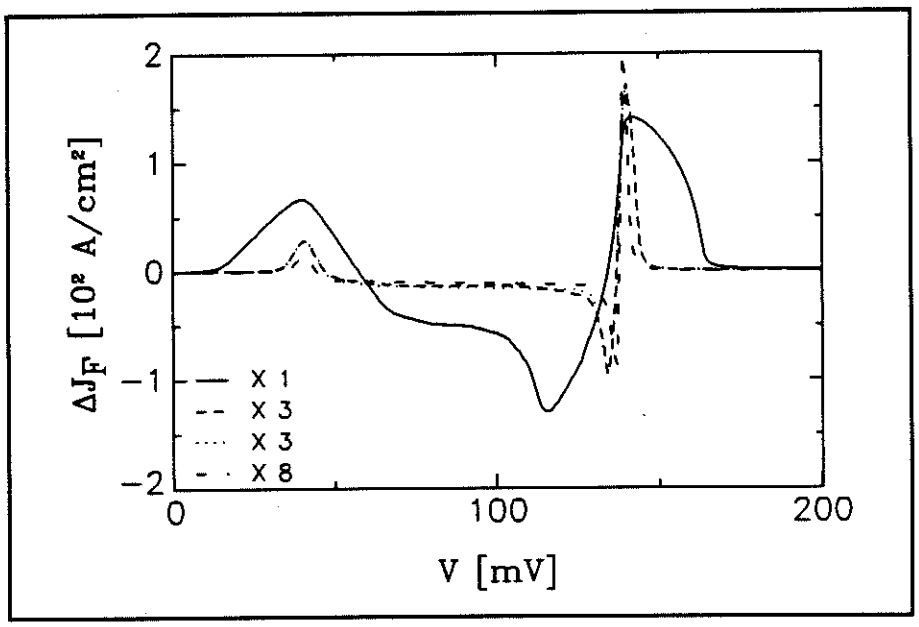

FIGURE (III.18). Réponse d'une diode à double barrière calculée pour l'effet tunnel est séquentiel avec Γ_d=1 meV. Les modulations utilisées sont caractérisées par une amplitude α=0.1 et par des énergies: $\hbar\omega$=13 meV (ligne continue), $\hbar\omega$=5 meV (ligne discontinue), $\hbar\omega$=2.5 meV (ligne pointillée), et $\hbar\omega$=1 meV (ligne discontinue plus espacée).

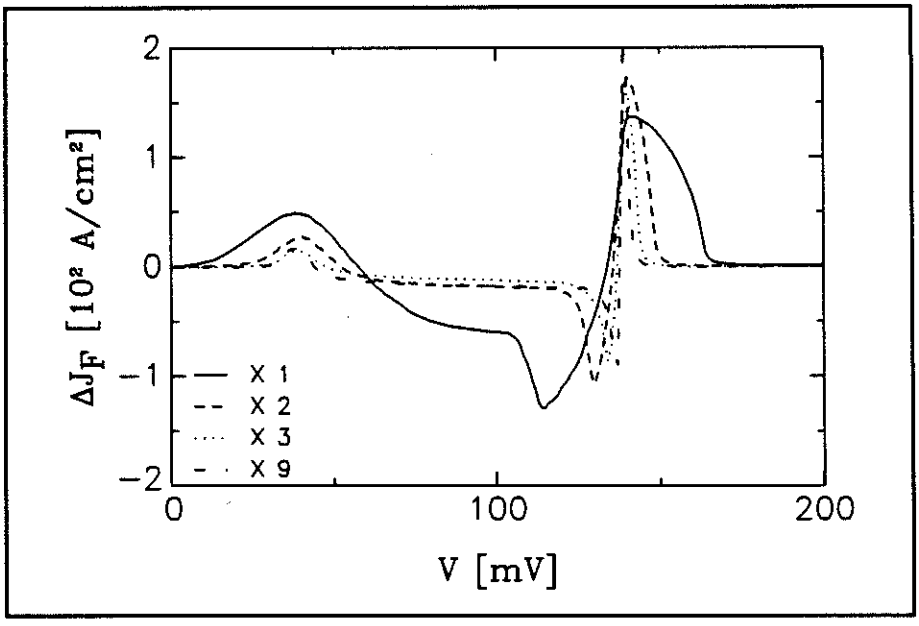

FIGURE (III.19). Réponse calculée avec Γ_d=5 meV. Les modulations utilisées sont caractérisées par α=0.1 et par: $\hbar\omega$=13 meV (ligne continue), $\hbar\omega$=5 meV (ligne discontinue), $\hbar\omega$=2.5 meV (ligne pointillée), et $\hbar\omega$=1 meV (ligne discontinue plus espacée).

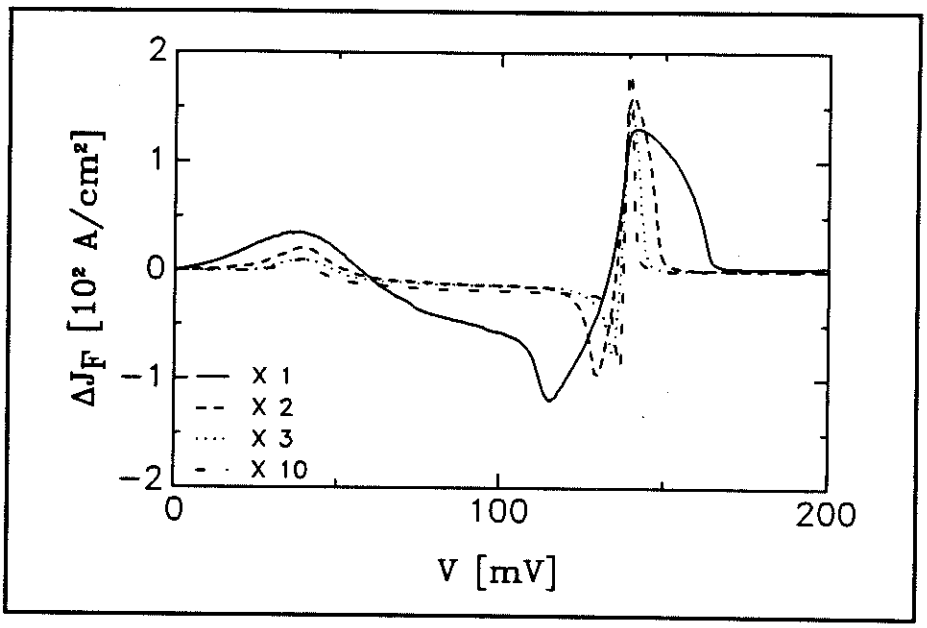

FIGURE (III.20). Réponse calculée avec Γ_d=10 meV pour des modulations avec α=0.1 et: $\hbar\omega$=13 meV (ligne continue), $\hbar\omega$=5 meV (ligne discontinue), $\hbar\omega$=2.5 meV (ligne pointillée), et $\hbar\omega$=1 meV (ligne discontinue plus espacée).

III.6 Conclusions

Tout d'abord, le formalisme des matrices de transfert a été utilisé pour calculer la caractéristique densité de courant-tension d'une diode à double barrière. Une extension de ce modèle a été ensuite utilisée pour étudier l'influence d'une modulation périodique sur l'effet tunnel résonnant. Les principaux résultats de cet étude sont:

♦ Si l'effet tunnel est cohérent, et si la période angulaire de la modulation $\tau_m=1/\omega$ est plus longue que la durée de vie de l'état quasi-lié du puits τ_c, la réponse de la diode sera indépendante de l'énergie de la modulation et se caractérisera par la rectification classique.

♦ Si l'effet tunnel est cohérent, mais si τ_m est plus court que τ_c, la réponse de la diode dépendra de l'énergie de la modulation et une détection quantique est obtenue.

♦ Si le temps de diffusion τ_d est plus court que le temps caractéristique de l'effet tunnel cohérent, l'effet tunnel sera séquentiel.

♦ Si l'effet tunnel est séquentiel, la dépendance de la réponse à l'énergie de la modulation sera détruite si le temps de diffusion est de l'ordre de τ_m.

À partir de ces résultats, une possible distinction entre l'effet tunnel cohérent et l'effet tunnel séquentiel peut être obtenue de l'analyse de la réponse. En conséquence, une limite supérieure pour le temps de diffusion peut être aussi obtenue.

Avant de passer a la discussion des résultats expérimentaux, il est important de remarquer que le modèle qui vient d'être décrit est un modèle très simple et ainsi sujet à plusieurs limitations. Ce modèle décrit qualitativement assez bien la forme générale de la caractéristique densité de courant-tension, mais quantitativement les valeurs de courant pic, de courant vallée, ainsi que la position en tension des diverses régions de la caractéristique J(V) sont mal reproduites. Ces désaccords n'affectent pas les conclusions ci-dessus, puisque l'intérêt principal est l'analyse de la forme des caractéristiques.

Références

[1]. R. Tsu and L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 562 (1973).

[2]. M. Büttiker, *IBM J. Res. Develop.* **32**, 63 (1988).

[3]. B. Ricco et M. Ya. Azbel, *Phys. Rev. B* **29**, 1970 (1984).

[4]. A. A. Abrikosov, L. P. Gorkov, and I. E. Dzyaloshinski, *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J. (1963).

[5]. G. Rickayzen, *Green's Function and Condensed Matter*, Academic Press, New York (1980).

[6]. P. F. Bagwell, *Quantum Mechanical Transport Phenomenon in Nanostructured Inversion Layers*, S. M. Thesis, MIT (1988).

[7]. T. P. Orlando, P. F. Bagwell, R. A. Ghanbari, and K. Ismail, *Electronic Properties of Multilayers and Low-Dimensional Semiconductor Structures*, eds. J. M. Chamberlain, L. Eaves, and J. C. Portal, Plenum Press, New York (1990).

[8]. A. D. Stone, M. Ya. Azbel, and P. A. Lee, *Phys. Rev. B* **31**, 1707 (1985).

[9]. D. Sokolovski and M. Y. Sumetskij, *Theor. Math. Phys.* **64**, 802 (1985).

[10]. D. D. Coon and H. C. Liu, *J. Appl. Phys.* **58**, 2230 (1985).

[11]. D. D. Coon and H. C. Liu, *Solid State Commun.* **55**, 339 (1985).

[12]. W. R. Frensley, *Phys. Rev. B* **36**, 1570 (1987).

[13]. P. Johansson, *Phys. Rev. B* **41**, 9892 (1990).

[14]. W. Cai, T. F. Zheng, P. Hu, M. Lax, K. Shum, and R. R. Alfano, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 104 (1990).

[15]. F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 960 (1974).

EFFET TUNNEL RÉSONNANT

ASSISTÉ PAR PHOTONS

IV. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Dispositif Expérimental

IV.1 Introduction

Une brève description des techniques expérimentales et des échantillons utilisés pour l'étude de l'influence de la radiation, dans l'infra-rouge lointain, sur le courant d'une diode à double barrière, est présentée dans ce chapitre. Tout d'abord, le laser dans l'infra-rouge lointain est décrit, suivi par la présentation de la technique de mesure de la réponse. Pour finir, les échantillons et la technique de couplage utilisés seront présentés.

IV.2 L'équipement laser

La principale caractéristique recherchée pour l'appareillage laser décrite dans cette section, a été la haute puissance des lignes. Ainsi, le laser infra-rouge lointain (IRL) consiste d'un laser CO_2 pulsé, lequel est utilisé pour pomper optiquement un laser à gaz moléculaire [1,2] (figure (IV.1)). Ce système permet d'obtenir des pulses de IRL d'une puissance de ~ 1 kW, avec une durée déterminée par la durée du pulse CO_2 (typiquement de l'ordre de 100 ns) et de longueur d'onde entre λ=60-2000 μm.

Le laser CO_2 utilisé est un laser pulsé à deux cavités, excité transversalement et qui travaille à pression atmosphérique (Transversely Excited Atmospheric Pressure), laser TEA CO_2 (Lumonics 820), lequel produit des impulsions d'une puissance de l'ordre de 500 kW. Normalement, les lasers TEA CO_2 sont des lasers de pompage très inefficaces, parce que leurs bande d'émission (~4 GHz) est beaucoup plus large que la bande d'absorption des gaz moléculaires utilisés dans les lasers IRL (~40 MHz/Torr). Pour obtenir un meilleur accord spectral, une cavité à basse pression est introduite [3]. L'espacement typique pour les modes longitudinaux d'une cavité TEA est de ~150 MHz, et le gain-largeur de bande de la cavité de basse pression est de ~75 MHz à 25 Torr. Ainsi, la cavité TEA peut être ajustée de telle sorte que seule un mode longitudinal soit amplifié par la cavité de basse pression (figure (IV.2)). Un inconvénient de la sélection d'un seul mode longitudinal est que les fréquences d'émission correspondent à celles de la cavité de basse pression du laser CO_2, et elles ne peuvent pas être ajustées sur la largeur de bande du TEA. Ainsi, la probabilité d'obtenir une coïncidence avec une des

absorptions du gaz moléculaire est très faible. Avec le laser TEA CO_2 travaillant dans la condition de monomode longitudinal, 75 lignes entre λ=9.4–10.6 μm sont disponibles.

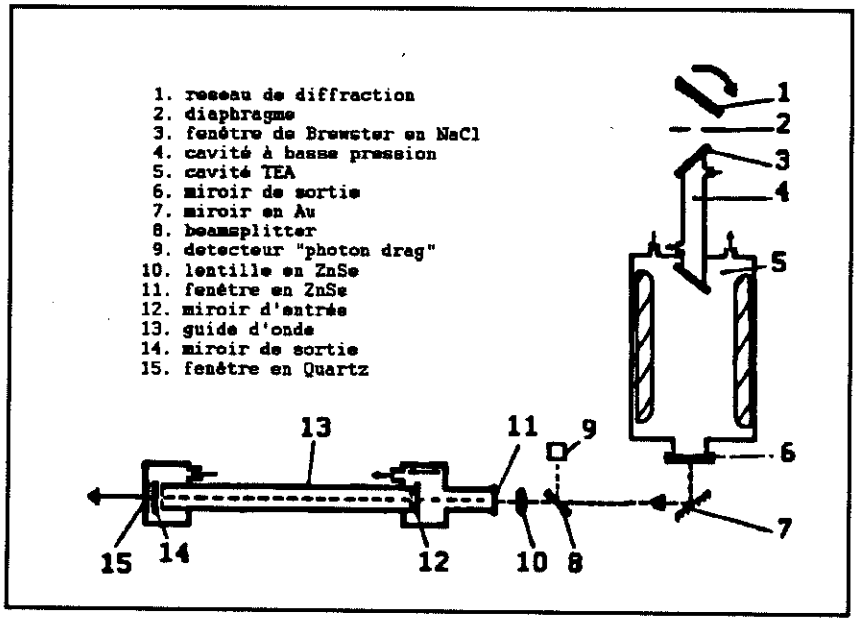

FIGURE (IV.1). L'appareillage laser. Le laser TEA CO_2 pulsé Lumonics 820 et le laser infra-rouge lointain à gaz moléculaire.

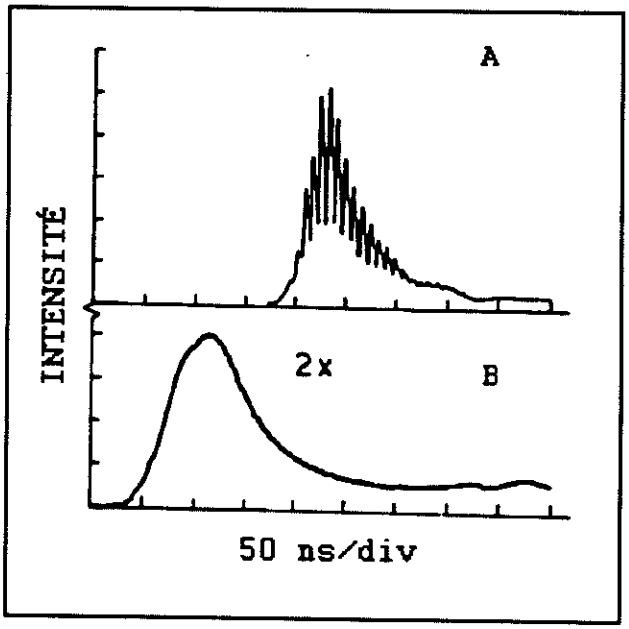

FIGURE (IV.2). Ligne 9P20 du laser TEA CO_2 avec: A - la cavité à basse pression hors marche. B - la cavité à basse pression en marche.

Le laser infra-rouge lointain est constitué d'une cavité formée par un guide d'onde cylindrique, de quartz, de 10 mm de diamètre et de 120 cm de longueur, placé entre deux miroirs plats avec un trou central de 1 mm de diamètre. Le faisceau CO_2 est focalisé, par une lentille en ZnSe de distance focale f=40 cm, sur le trou du miroir d'entrée. Celui-ci est monté sur un ensemble mobile dont le déplacement est contrôlé par une vis micrométrique. La cavité est fermée en entrée par une fenêtre en ZnSe et en sortie par une fenêtre en quartz pour éviter que l'infra-rouge, utilisé pour le pompage optique, atteigne l'échantillon.

La haute intensité de pompage de l'impulsion CO_2, fait que le produit gain-largeur de bande de l'IRL est très large. Alors, plusieurs modes longitudinaux de la cavité IRL sont présents, ce qui provoque un comportement presque chaotique de l'émission en fonction du temps [4] (figure (IV.3a)). Pour éviter ce comportement, il est nécessaire de restreindre les oscillations de la cavité à un monomode longitudinal et transversal. Une des façons de faire ceci est d'introduire un élément sélecteur de fréquence dans la cavité [5]. Cette méthode présente, toutefois, les inconvénients de rendre beaucoup plus difficile le changement de la longueur d'onde d'émission et, de réduire la puissance de l'impulsion IRL. Une optimisation de l'impulsion peut être obtenue en changeant les dimensions et le matériau du guide d'onde, en changeant la pression du gaz, et en utilisant des miroirs en réseau métallique [6-8].

Si la longueur du guide d'onde est réduite, l'espacement entre les modes longitudinaux de la cavité est augmenté. De la même façon, en réduisant le diamètre de la cavité, les modes transversaux d'ordre élevé sont atténués, et l'inversion de population de la cavité est augmentée, puisque le taux de relaxation vibrationnel est inversement proportionnel au carré de son diamètre.

Les miroirs en réseau métallique ont des coefficient de réflexion et de transmission uniformes sur toute la surface du miroir (au contraire du miroir avec un trou central) de façon que le mode EH_{11} [9], lequel a une intensité maximale au centre du guide d'onde diélectrique, est favorisé. L'efficacité du miroir de sortie pour réfléchir l'infra-rouge est d'une importance secondaire, puisque l'infra-rouge a une longueur d'absorption très courte dans un gaz moléculaire à haute pression de façon que des réflexions multiples dans la cavité ne sont pas nécessaires. Avec ces miroirs, la réflectivité d'une longueur d'onde déterminée peut être choisie en choisissant les paramètres du réseau. Ainsi, le nombre des modes longitudinaux peut encore être réduit si la longueur d'onde moins réfléchie se trouve dans la partie plus haute de la courbe gain-largeur de bande (figure (IV.3b)).

Sur le tableau I, une liste des raies laser dans l'infra-rouge lointain, obtenues avec le système décrit ci-dessus est présentée.

TABLEAU I. Raies laser obtenues dans l'infra-rouge lointain.

λ (μm)	CO_2	gaz	P (Torr)	Pui. (W)
1899.9	10P20	C_2H_3Br	3	20
1218	9P32	$C^{13}H_3F$	2	100
1055	10P32	CH_3I	3	20
751	9P24	CH_3I	3	20
571	9P16	CH_3OH	1	10
496	9P20	CH_3F	3	1000
412	9R08	CH_3F	7	200
385	9R22	D_2O	5	200
359	9R12	CH_3F	8	500
292	10R06	NH_3	20	800
231	9R30	CH_3F	9	300
215	9R34	CH_3F	9	100
176	10R20	CH_3F	12	20
151	10P32	NH_3	5	300
148	9P34	NH_3	19	800
118	9P36	CH_3OH	5	500
90.9	9R16	NH_3	10	2000
88.5	9P20	NH_3	15	1000
66	9P32	D_2O	8	1000

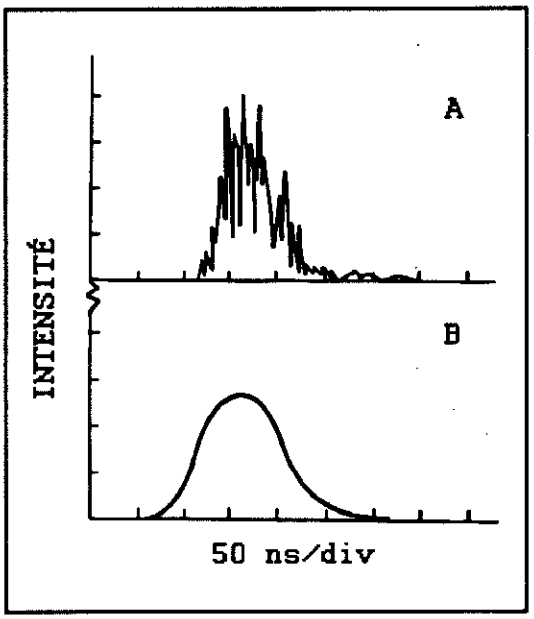

FIGURE (IV.3). Raie IRL avec λ=90.9 μm. A - miroir de sortie avec un trou central. B - miroir de sortie en réseau métallique.

IV.3 La technique de mesure électrique

Comme la caractéristique courant-tension I(V) d'une diode à double barrière présente des régions de résistance différentielle négative (RDN), le courant est une fonction de la tension (l'inverse n'étant pas vrai). Ainsi, pour mesurer cette caractéristique, il est nécessaire *d'appliquer* une tension aux bornes du dispositif et *mesurer* le courant qui le traverse. Le circuit de mesure doit être élaboré de façon à éviter les oscillations de haute fréquence et les bistabilités normalement présentes dans les régions de RDN [9].

Le schéma du circuit est présenté sur la figure (IV.4), où R_c est la résistance de charge, C_c la capacité de charge et V_s une source de tension variable. Pour avoir une courbe I(V) stable, R_c doit être plus petite que la résistance du dispositif dans la région de RDN. D'autre part, comme R_c est utilisée pour mesurer la réponse, elle doit être accordée avec l'impédance du circuit de mesure (50 Ω), pour éviter des pertes. Comme les deux compromis ne peuvent pas être satisfaits, R_c=1 Ω a été choisie. Pendant les mesures de la réponse, le courant doit changer dans la même échelle de temps que l'impulsion IRL (~100 ns). Dû à l'inductance des fils et de la source de tension, V_s ne peut pas répondre avec cette vitesse. Ainsi, une capacité de charge C_c=0.5 μF est utilisée pour compenser ce problème (figure (IV.5)).

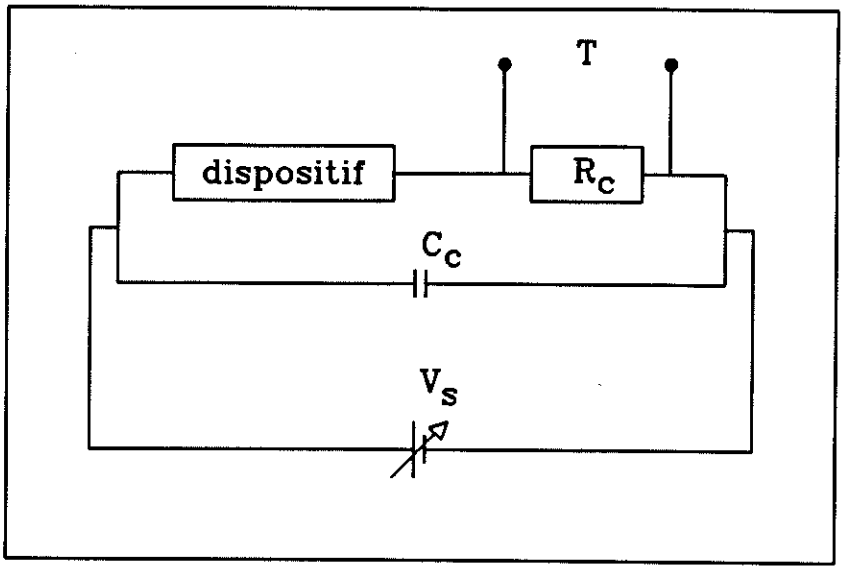

FIGURE (IV.4). Schéma du circuit utilisé pour mesurer la caractéristique courant-tension et la réponse à l'infra-rouge lointain des dispositifs.

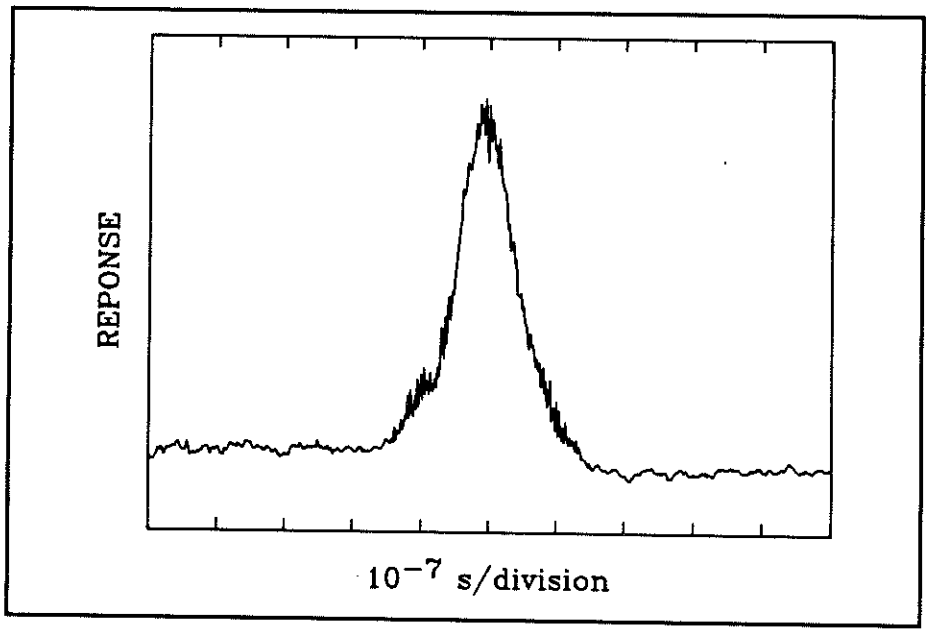

FIGURE (IV.5). Réponse mesurée à une tension fixe. Le signal a le même comportement que l'impulsion IRL.

La réponse à l'IRL est mesurée, pour une tension fixe, à travers un "750 MHz Tektronix 7912AD transient analyser" branché entre les terminaux T. Pour obtenir la réponse, la tension sur R_c est mesurée, d'une façon synchrone avec l'impulsion IRL, un nombre N fois avec l'IRL incident sur l'échantillon, d'où une moyenne est obtenue, et un autre nombre N fois sans que l'IRL atteigne l'échantillon, d'où une seconde moyenne est obtenue. La différence entre les deux moyennes est la réponse pour cette tension (figure (IV.5)).

IV.4 Les échantillons

Tous les échantillons utilisés pour l'étude de l'influence de la radiation dans l'infra-rouge lointain sur l'effet tunnel résonnant ont été élaborés par épitaxie à jets moléculaires [10] à l'Université de Nottingham.

Trois séries d'échantillons différentes, avec la configuration des couches montrée sur la figure (IV.6) ont été étudiées. Ces échantillons, S5, S60 et S120, sont constitués, au centre, par un puits quantique de largeur 5 nm, 60 nm et 120 nm respectivement. Afin de limiter la concentration d'impuretés proches de la zone active de l'échantillon (la zone de double barrière), le niveau de dopage est réduit graduellement à partir du substrat, améliorant ainsi les performances du dispositif [11]. Les deux barrières et le puits quantique sont non dopés. Pour avoir les barrières les plus hautes possible, mais encore avec une bande de transition directe, une composition de 40% d'Aluminium a été choisie [12]. De l'autre côté de la zone active, le niveau de dopage est augmenté graduellement à nouveau jusqu'à $2x10^{18}$ cm^{-3}, ce qui permet de former des contacts ohmiques de faible résistance avec les couches métalliques déposées à leur surface.

Des techniques standards de photolithographie ont été utilisées pour définir les dispositifs qui ont une taille entre 200x200 μm^2 et 500x500 μm^2. Ces dispositifs ont été ensuite isolés les uns des autres par gravure chimique jusqu'à une profondeur de ~3 μm. Des contacts ohmiques ont été formés sur leur substrat et sur leur face avant, par évaporation de AuGe. Pour finir la préparation, les échantillons sont montés sur des supports TO5.

Pour que la radiation couple avec les électrons, celle-ci doit avoir la polarisation correcte, avec le champ électrique parallèle à l'axe de croissance de l'échantillon. Cette polarisation est obtenue en utilisant le contact de la face avant avec la géométrie d'un "peigne" (figure (IV.7)).

Le réseau de couplage consiste en une couche de AuGe évaporée sur la surface le l'échantillon, caractérisée par une période a avec la partie couverte de largeur t. La première condition imposée sur le réseau est que sa périodicité soit beaucoup plus petite que la longueur d'onde λ de la

radiation. Pour une incidence normale à la surface (dans la direction z), la composante du champ électrique dans la direction x, E_x, est nulle dans les régions couvertes t, et non nulle ailleurs. Ainsi, ce champ électrique est modulé dans l'espace dans la proximité du réseau ($z < a$), et une composante du champ électrique E_z est induite. L'intensité de E_z dépend du rapport t/a (plus t/a est petit, plus le champ électrique est intense) et décroît approximativement comme $\exp(-2\pi z/a)$ [13, 14]. De cette façon, les conditions imposées sur les réseau sont: $a<\lambda$, $a>d$ et $t<a$, où d est la distance entre le réseau et la zone active de l'échantillon. Comme la longueur d'onde de l'IRL utilisée est $\lambda \geq 100$ μm et que les échantillons étudies ont $d \approx 0.6$ μm, les paramètres choisis pour le réseau sont: $a=50$ μm et $t=10$ μm.

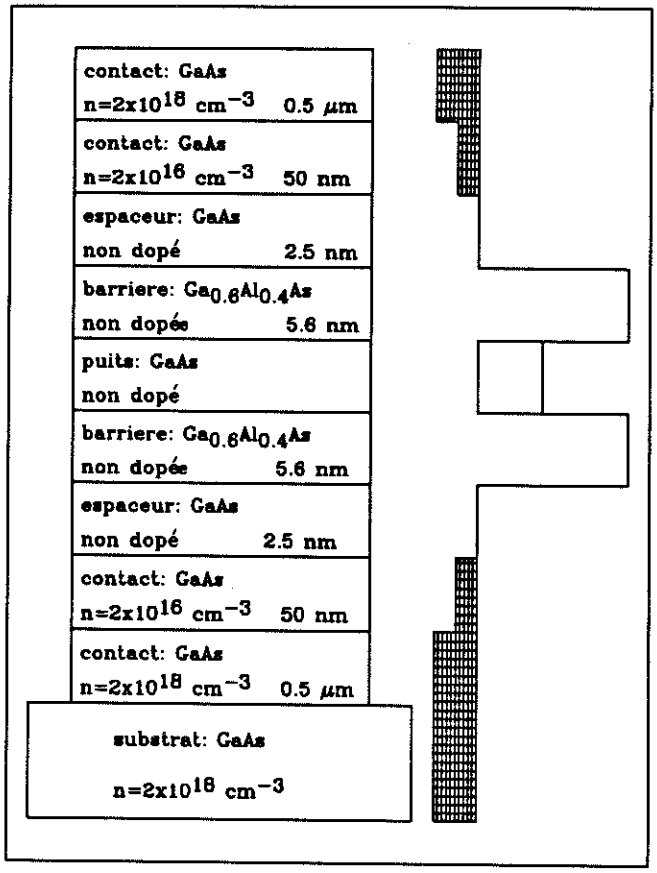

FIGURE (IV.6). Représentation schématique de la configuration des couches des dispositifs utilisés.

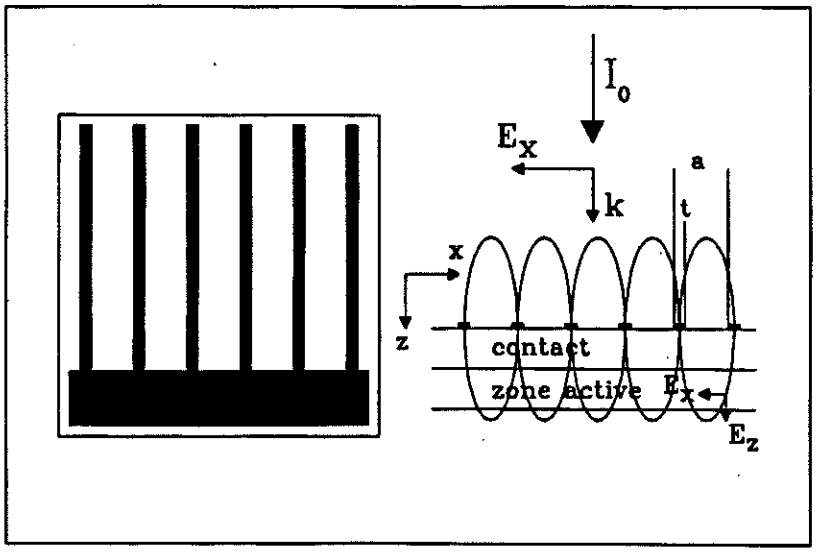

FIGURE (IV.7). Géométrie du contact ohmique sur la face avant des dispositifs et la modulation du champ électrique de la radiation produite par le réseau.

Références

[1]. A. Bluyssen, A. F. van Etteger, J. C. Maan, and P. Wyder, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16**, 1347 (1980).

[2]. C. T. Gross, J. Kiess, A. Mayer, and F. Keilmann, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 377 (1987).

[3]. A. Gondhalekar, E. Holzhauer, and N. R. Heckenberg, *Phys. Lett.* **A 46**, 229 (1977).

[4]. D. E. Evans, R. A. Guinee, D. A. Huckridge, and G. Taylor, *Opt. Commun.* **22**, 337 (1977).

[5]. T. A. DeTemple, *Infrared and Millimeter waves*, Vol. 3, ed. K. J. Button, Academic Press, New York (1980).

[6]. M. Yamanaka, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 952 (1977).

[7]. R. Ulrich, *Infrared Phys.* **7**, 37 (1967).

[8]. J. J. Degnan, *Appl. Phys.* **11**, 1 (1976).

[9]. W. F. Chow, *Principles of Tunnel Diode Circuits*, John Wiley & Sons, Inc, New York (1964).

[10]. A. C. Gossard, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 1649 (1986).

[11]. C. I. Huang, M. J. Paulus, C. A. Bozada, C. D. Dudley, K. R. Evans, C. E. Stutz, R. L. Jones, and M. E. Cheney, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 121 (1987).

[12]. E. E. Mendez, *Physics and Applications of Quantum Wells and Superlattices*, eds. E. E. Mendez and K. von Klitzing, NATO ASI Series B Physics **170**, Plenum Press, New York (1987).

[13]. S. J. Allen Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 980 (1977).

[14]. L. Zheng, W. L. Schaich, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **41**, 8493 (1990).

EFFET TUNNEL RÉSONNANT ASSISTÉ PAR PHOTONS

V. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Résultats expérimentaux

V.1 Introduction

Les résultats expérimentaux sont présentés dans ce chapitre. Les caractéristiques courant-tension I(V); l'effet d'une modulation à basse fréquence sur le courant des dispositifs; les oscillations spontanées de haute fréquence; l'effet de la radiation dans l'infra-rouge lointain (IRL) sur la caractéristique I(V); et l'effet de la température sur le courant sont étudiés. Ces résultats sont analysés à l'aide de la théorie présentée dans le chapitre III.

V.2 La caractéristique courant-tension dc

La caractéristique I(V) d'un dispositif de taille 200x200 μm^2 de l'échantillon S5 (puits quantique de 5 nm de largeur) mesurée à 4.2 K en utilisant la technique décrite dans le chapitre antérieur est présentée sur la figure (V.1). Même à faible tension appliquée, lorsque l'énergie des états occupés dans l'émetteur n'est pas alignée avec celle de l'état quasi-lié du puits quantique (E_1), on observe un courant non nul. À mesure que la tension est augmentée, les états s'alignent et, à cause de l'effet tunnel résonnant, le courant augmente rapidement. Lorsque la tension appliquée est telle que le fond de la bande de conduction de l'émetteur se trouve au-dessus de E_1 (V≥0.6 V), le courant chute brutalement. Ceci est lié au fait que même s'il y a des états peuplés dans l'émetteur avec plus haute énergie que les états disponibles dans le puits quantique, ils n'ont pas le même moment parallèle à l'interface, et ainsi la transition entre eux n'est pas possible à cause de la non conservation de ce moment. Une nouvelle augmentation de la tension montre une lente augmentation du courant due à la contribution du deuxième état quasi-lié du puits. Les courbes I(V) mesurées pour des dispositifs de plus grande taille (jusqu'à 500x500 μm^2) montrent des caractéristiques similaires. Le pic de la région de résistance différentielle négative (tension entre 0.3 et 0.7 V) (RDN) n'est pas nettement défini, probablement parce que la résistance des contacts est trop importante,ce qui provoque une chute de tension dans ces régions. En fait, une comparaison entre cette I(V) et la

courbe calculée théoriquement (figure (III.7)) montre que cette chute de tension est assez grande puisque la tension de courant de pic obtenue théoriquement (~100 mV) est, au moins, six fois plus petite que celle mesurée (~600 mV). En tenant compte de cet effet, la tension appliquée directement sur la zone active de l'échantillon peut être obtenue et ensuite traduite en unité d'énergie, à savoir, celle qui est donnée aux électrons de l'émetteur par rapport au fond de la bande de conduction du collecteur (échelle supérieure de la figure (V.1)). Cette échelle facilitera la comparaison entre l'énergie de la radiation appliquée à l'échantillon et ses non-linéarités, comme décrit par la suite.

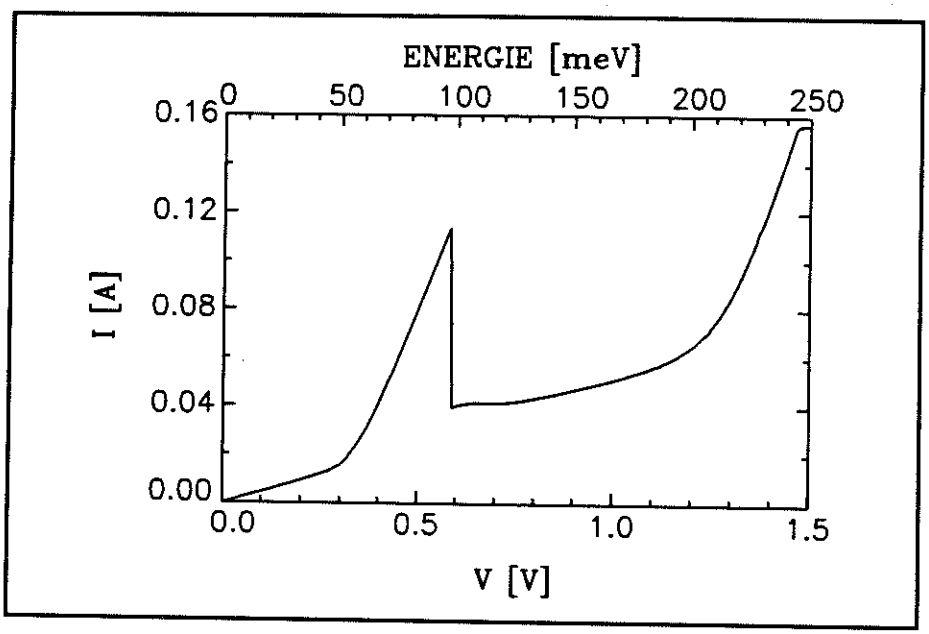

FIGURE (V.1). Caractéristique courant-tension de la diode à double barrière S5 mesurée à 4.2 K. L'échelle supérieure montre l'équivalence entre la tension appliquée et l'énergie fournie aux électrons de l'émetteur par rapport à ceux du collecteur.

Les échantillons S60 et S120 (puits quantiques de 60 nm et 120 nm de largeur respectivement) ont des caractéristiques courant-tension tout à fait similaires (figures (V.2) et (V.3)) malgré la différence de la largeur de leur puits quantique. Les courbes I(V) sont caractérisées par une série de régions de RDN à cause du grand nombre d'états quasi-liés du puits, car il y a une RDN à chaque fois qu'un de ces états (14 pour S60 et 28 pour S120) est aligné avec

les états occupés de l'émetteur. Pour que ces RDN soient bien définies, l'incertitude dans l'énergie de chaque niveau doit être plus petite que la séparation entre niveaux. Ainsi, les RDN des niveaux de plus basse énergie ne sont pas visibles dans la caractéristique I(V).

Les caractéristiques I(V) mesurées à 4.2, 77 et 300 K pour l'échantillon S60, sont montrées sur la figure (V.2). D'une courbe presque ohmique à 300K, les non-linéarités s'accentuent à mesure que la température est baissée. Le courant de fond sur lequel les non-linéarités se superposent décroît aussi avec la diminution de la température. La raison de ces observations est que, à basse température, les diffusions par phonons deviennent moins efficaces et ainsi les niveaux du puits sont mieux définis.

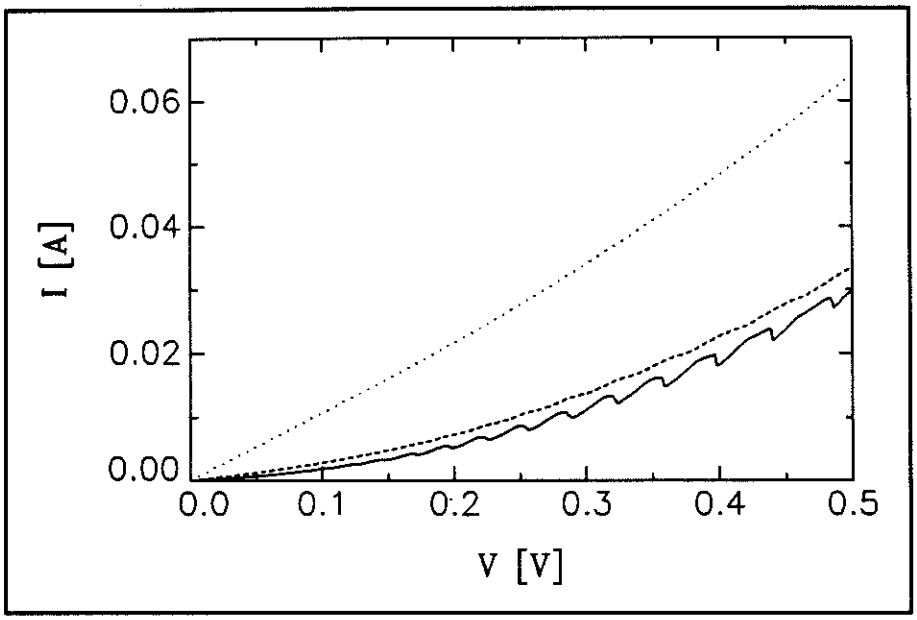

FIGURE (V.2). Caractéristiques courant-tension d'un dispositif de 500x500 μm^2 de l'échantillon S60 mesurées à 300 K (ligne pointillée), à 77 K (ligne discontinue) et à 4.2 K (ligne continue).

Il est intéressant de noter que les RDN sont bien définies à faible tension appliquée (100<V<300), et que des sauts abrupts du courant peuvent être aperçus dans les régions de RDN à mesure que la tension est augmentée. Ce comportement est caractéristique des oscillations de haute fréquence provoquées par des instabilités dans le circuit de mesure. Ces instabilités

sont le résultat de l'augmentation de la valeur de la résistance différentielle négative (ceci va être discuté d'une manière plus détaillée dans la section V.4). Étant donné que les caractéristiques I(V) des deux échantillons sont très similaires, les résultats expérimentaux qui suivent sont concentrés sur S120.

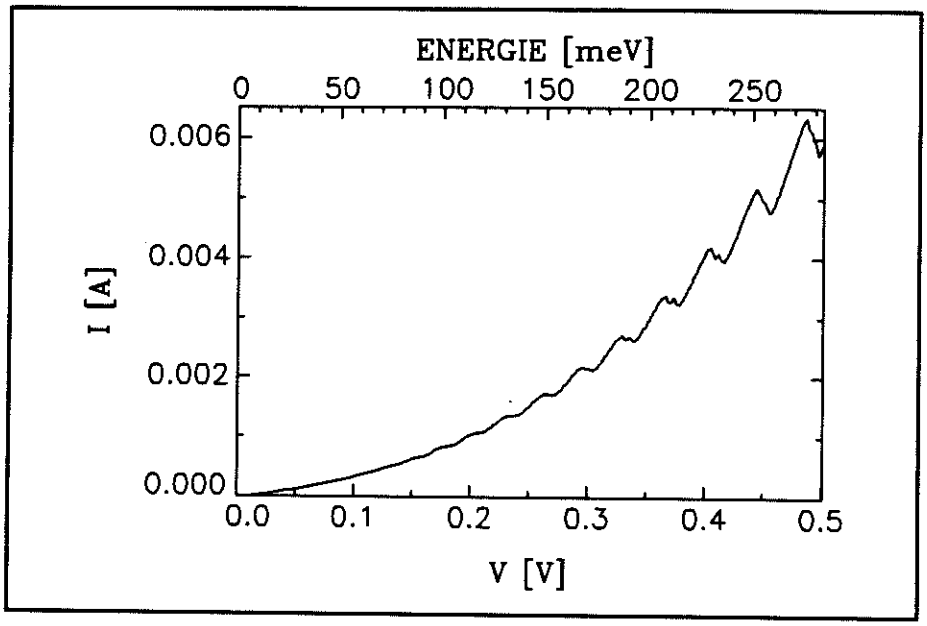

FIGURE (V.3). Caractéristique courant-tension d'un dispositif de 500x500 μm^2 de l'échantillon S120 mesurée à 4.2 K. L'échelle supérieure montre l'équivalence entre la tension appliquée et l'énergie des électrons de l'émetteur.

La procédure suivante a été utilisée pour obtenir la chute de tension dans les contacts des échantillons avec large puits quantique. Si toute la tension est appliquée à la zone active de l'échantillon, la tension qui correspond au maximum de courant de la n-ième RDN (V^n_{PIC}) est égale à $V^n_{PIC}=2E_n/e$, où E_n est l'énergie du n-ième état du puits. Si il y a une chute de tension dans les contacts, la constante de proportionnalité sera différente. En utilisant le modèle du puits quantique infini, l'énergie de chaque état est donnée par $E_n=\hbar^2\pi^2n^2/8m^*a^2$, où a est la largeur du puits. Ainsi, si la tension de pic (V_{PIC}) est tracée en fonction de n^2, une ligne droite doit être obtenue. Cette ligne doit avoir une intersection avec l'axe des ordonnées nulle, puisque $E_0=0$, de façon qu'une seule attribution de niveaux peut satisfaire

cette condition. Cette détermination a été faite pour l'échantillon S120 (figure (V.4)) où les niveaux de n=7 à n=21 ont pu être identifiés. Le modèle du puits infini donne d'excellents résultats bien que le puits soit déformé en présence d'une tension appliquée. De cette façon, la correspondance entre la tension appliquée et l'énergie des électrons dans l'émetteur a pu être établie (figure (V.3)).

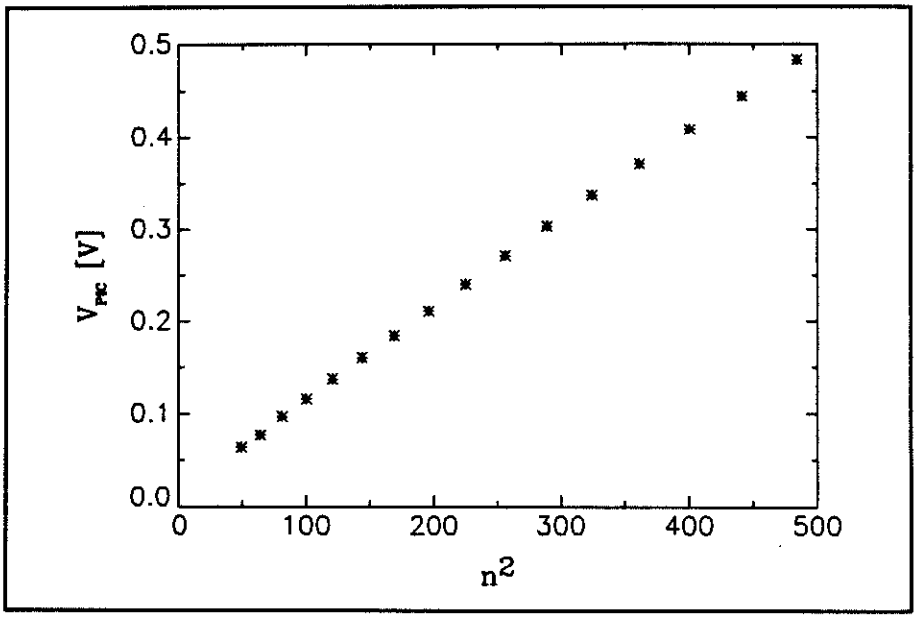

FIGURE (V.4). Tension de pic en fonction de l'index du niveau du puits quantique.

V.3 Modulation à basse fréquence

Il est bien connu que lorsqu'une tension $V=V_0+V_1\cos\omega t$ est appliquée à un dispositif, le courant qui traverse celui-ci peut être écrit comme:

$$I(V) = I_{dc}(V_0) + V_1 \cos\omega t \frac{dI_{dc}}{dV} + \frac{V_1^2}{2} \cos^2\omega t \frac{d^2 I_{dc}}{dV^2} + \ldots \qquad (V.1)$$

où I_{dc} est le courant lorsque $V_1=0$. Dans la limite où V_1 est très petite, le

développement I(V) peut être arrêté au deuxième ordre en V_1. Dans ce cas, le changement du courant I_{dc} avec la même fréquence ω de la tension ac est donné par:

$$I_\omega = V_1 \frac{dI_{dc}}{dV} \qquad (V.2)$$

En régime de haute fréquence où I_ω ne peut pas être détecté, on observe une augmentation de I_{dc}, qui une moyenne de I(V) et qui est indépendante de ω:

$$\Delta I_{dc} = \frac{1}{4} V_1^2 \frac{d^2 I_{dc}}{dV^2} \qquad (V.3)$$

Si le dispositif a une caractéristique I(V) ohmique, ΔI_{dc} sera nul et seule I_ω peut être détecté. Pour un dispositif avec une courbe I(V) non-linéaire, une rectification de celle-ci, proportionnelle à la dérivée seconde de I_{dc}, peut être observée (ΔI_{dc}).

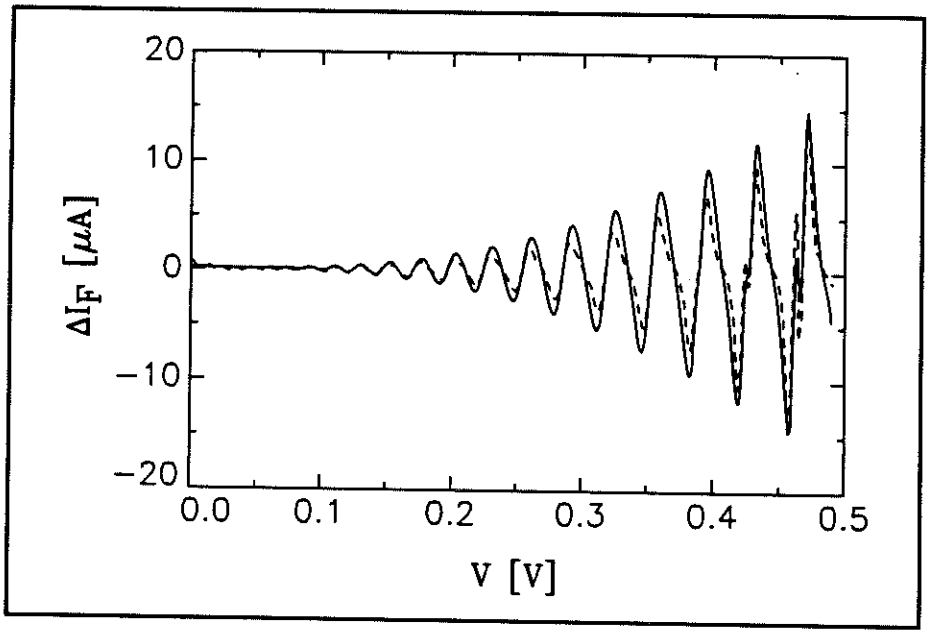

FIGURE (V.5). Comparaison entre la dérivée seconde de la caractéristique I(V) de l'échantillon S120 (ligne discontinue) et le réponse du même échantillon à une modulation de fréquence 100 MHz (ligne continue).

Pour montrer un exemple de rectification classique, l'effet d'une modulation ac de fréquence entre 100 Hz et 500 MHz sur le courant de l'échantillon S120, qui est fortement non-linéaire, a été mesuré. Sur la figure (V.5) une réponse typique, obtenue à 100 MHz, (ligne continue) est comparée à la dérivée seconde de sa caractéristique I(V) (ligne discontinue), montrant un excellent accord. Cette coïncidence entre les deux courbes était espéré selon la théorie développée dans le chapitre III, puisque le période angulaire de la modulation τ_m=1.59x10^{-9} s est beaucoup plus longue que le temps caractéristique de l'effet tunnel cohérent calculé pour cette échantillon τ_c=6.47x10^{-10} s. Avant de passer à la discussion de l'effet de l'infra-rouge lointain sur le courant tunnel, un façon très nette et même spectaculaire de démontrer son influence va être présentée.

V.4 Oscillations spontanées de haute fréquence

Dans le domaine de haute tension (V>250 mV pour l'échantillon S120), les échantillons S60 et S120 présentent des oscillations spontanées de haute fréquence lorsque la tension appliquée polarise la diode dans une région de RDN. Ces oscillations se manifestent comme des sauts dans la caractéristique I(V) (figure (V.6)) avec un plateau entre I_{MAX} et I_{MIN}, et elles sont dues à des instabilités du circuit de mesure . Si la tension appliquée se trouve dans la région avant la RDN, une augmentation de celle-ci provoque une augmentation du courant, jusqu'à I_{MAX}. En augmentant encore la tension, le courant dans le circuit décroît. Comme le circuit est constitué d'une résistance en série avec le dispositif (voir chapitre IV), si le courant diminue à tension appliquée fixe, la tension sur la résistance diminue aussi de telle sorte que la tension sur l'échantillon augmente encore, ce qui provoque encore une diminution du courant. Ce processus s'arrête lorsqu'une augmentation de tension sur l'échantillon provoque une augmentation du courant, c'est à dire, lorsque $I>I_{MIN}$. Le processus fait alors le chemin inverse. Ainsi, l'amplitude de ces oscillations est égale a $\Delta I=(I_{MAX}-I_{MIN})$ (figure (V.7)) et le plateau au milieu est une valeur moyenne de cet amplitude à cause de la rectification. Ces oscillations sont présentes seulement dans le domaine de haute tension, où l'inclinaison de la région de RDN est plus grande. Ceci implique que pour un petit changement de tension sur l'échantillon, le changement dans le courant est assez intense pour provoquer des instabilités dans le circuit.

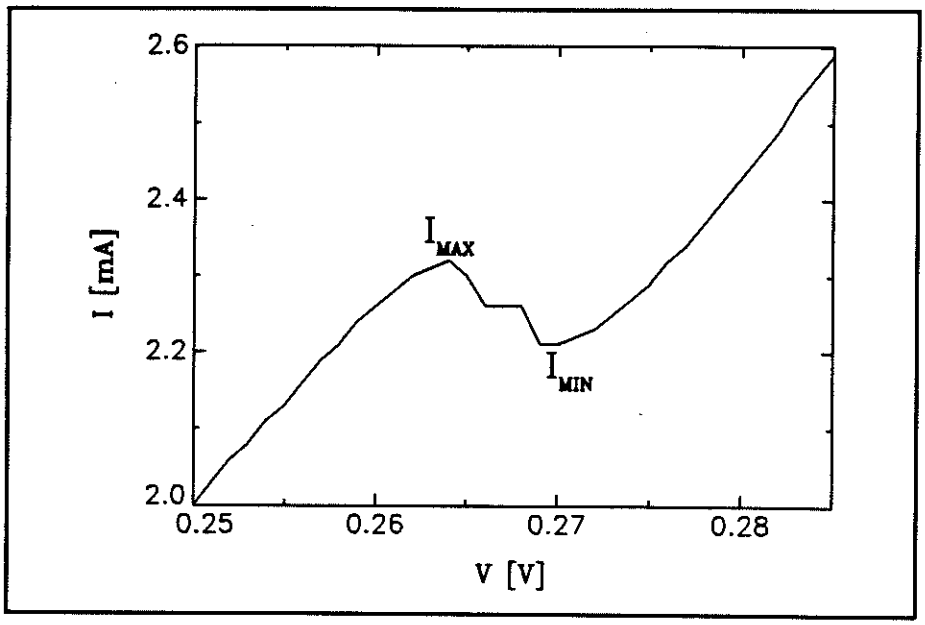

FIGURE (V.6). Région de résistance différentielle négative de l'échantillon S120 montrant le comportement caractéristique de la courbe I(V) lorsque des oscillations spontanées sont présentes.

Puisque l'amplitude de ces oscillations dépend de la forme de la courbe I(V), un changement en I(V), par exemple dû à la radiation, provoquera un changement d'amplitude. Sur la figure (V.7) est montré le courant en fonction du temps de l'échantillon S120 pour une tension appliquée de V=0.268 mV. L'oscillation a une amplitude constante (I_{MAX}-I_{MIN}), sauf dans la région qui coïncide avec l'impulsion IRL. Celui-ci provoque une diminution de l'amplitude, ce qui implique une diminution de I_{MAX} et une augmentation de I_{MIN}. Donc la caractéristique I(V) a été rectifiée par l'IRL, ce qui montre nettement l'effet de celui-ci.

Le fait de pouvoir déduire l'amplitude des oscillations directement de la courbe I(V) et de pouvoir comparer avec l'amplitude de la réponse, nous a donné l'occasion de faire une étalonnage du circuit. À cause du désaccord entre la résistance de charge (1 Ω) et l'impédance du circuit de mesure (50 Ω), le signal mesuré présente des pertes. Le coefficient de pertes a pu ainsi être obtenu de cette comparaison. Ceci à été fait pour plusieurs régions de RDN et le coefficient trouvé a toujours été le même.

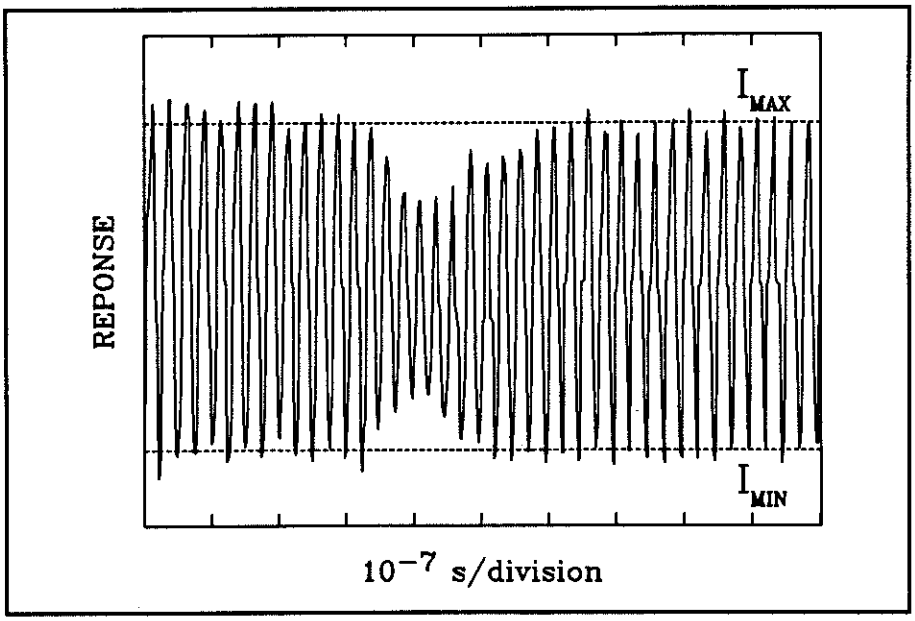

FIGURE (V.7). Changement de l'amplitude des oscillations spontanées dû à l'impulsion infra-rouge lointain.

V.5 L'infra-rouge lointain

Dans la section V.3 on a montré qu'un effet de rectification classique est observé si une modulation ac ($V_i \cos\omega t$) de fréquence dans le domaine du MHz est superposée a une tension dc (V_0) appliquée sur un dispositif de caractéristique I(V) non-linéaire. Dans le chapitre III, on a montré théoriquement pour les diodes à double barrière que la réponse dépend de ω si la fréquence de la modulation est augmentée de façon que sa période angulaire ($\tau_m=1/\omega$) est plus courte que la durée de vie de l'état quasi-lié du puits τ_c. Comme pour l'échantillon S5 $\tau_c=1.41\times10^{-11}$ s, la radiation dans l'infra-rouge lointain satisfait la condition ci-dessus.

L'effet de la radiation avec énergie $\hbar\omega$ entre 2.5 et 13.6 meV (τ_m entre 2.6×10^{-13} s et 4.8×10^{-14} s) sur la caractéristique courant-tension de l'échantillon S5 a été mesuré à 4.2 K (figure (V.8)). Pour toutes les longueurs d'onde utilisées, la réponse $\Delta I_F(V)$ montre une augmentation du courant (maximum positif) qui coïncide avec la région qui précède la RDN de la caractéristique I(V) et une diminution de celle-ci (maximum négatif) lorsque la tension appliquée correspond à la région qui suit la chute du courant. Un deuxième pic positif indiquant le début d'une deuxième RDN est

observé à plus haute tension. Le maximum négatif n'est pas observé lorsque l'énergie de l'IRL est $\hbar\omega$=2.5 meV (496 μm), probablement à cause de la plus faible puissance de cette ligne comparée aux autres, puisque la réponse est 10 fois moins intense. Bien que la condition pour avoir une réponse quantique était satisfaite, aucune dépendance en $\hbar\omega$ est observée.

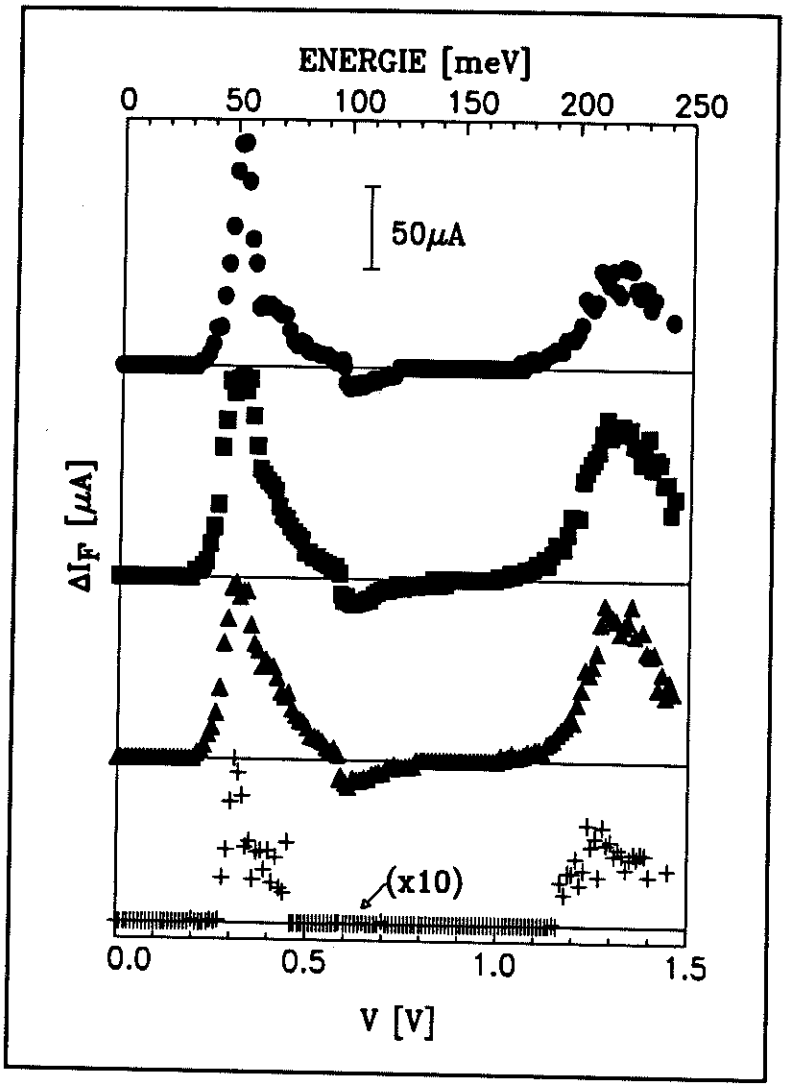

FIGURE (V.8). Réponse de l'échantillon S5 à la radiation dans l'infra-rouge lointain avec différentes énergies: + $\hbar\omega$=2.5 meV, ▲ $\hbar\omega$=4.2 meV, ■ $\hbar\omega$=8.2 meV, et ● $\hbar\omega$=13.6 meV. L'échelle supérieure montre la correspondance entre la tension appliquée et l'énergie donnée aux électrons de l'émetteur par rapport au collecteur.

Une comparaison entre la réponse de S5 et la dérivée seconde de sa caractéristique I(V) (figure (V.9) montre que, en réalité, la réponse observée est classique. Ceci implique que la réponse à la radiation peut encore être décrite comme une simple rectification même si la fréquence est très haute (3.3 THz pour $\hbar\omega$=13.6 meV).

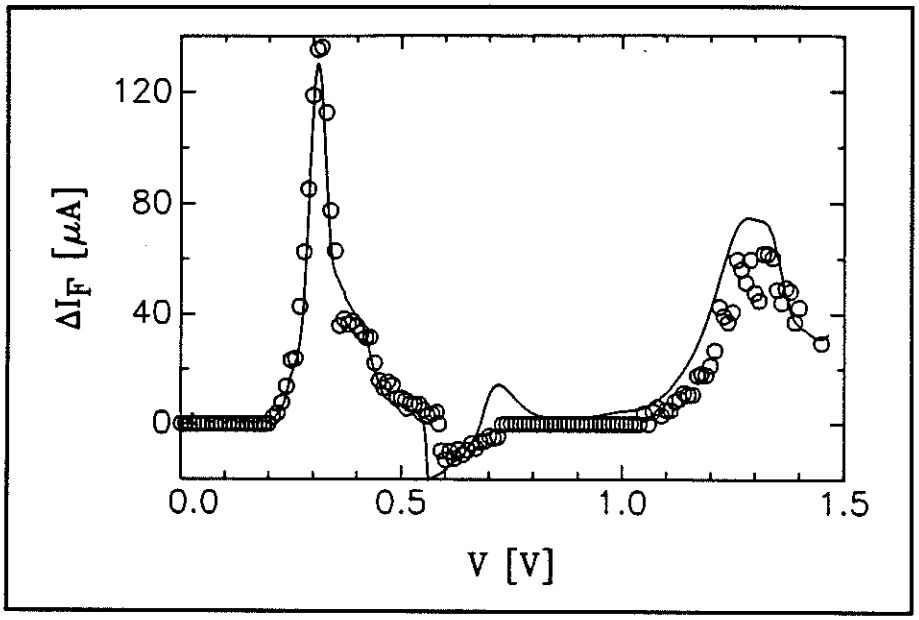

FIGURE (V.9). Comparaison entre la réponse de l'échantillon S5 à la radiation dans l'infra-rouge lointain avec $\hbar\omega$=13.6 meV (o) et la dérivée seconde de sa caractéristique courant-tension (ligne continue).

Par contre, si le critère donné dans le chapitre II (équation (II.1)) pour distinguer entre réponse classique et réponse quantique est utilisé, on peut voir à l'aide de la figure (V.1) que $\hbar\omega$=13.6 meV est encore petite comparée aux non-linéarités de la courbe I(V). Ceci indique qu'un échantillon avec une I(V) encore plus non-linéaire doit être utilisé, comme par exemple S120, pour voir l'effet quantique de la radiation.

Comme la courbe I(V) de l'échantillon S120 est caractérisée par une série de RDN qui ont une réponse similaire, deux RDN consécutives ont été choisies dans la région de faible tension appliquée pour éviter l'inconvénient des oscillations (figure (V.10). Il faut noter que $\hbar\omega$=13.6 meV est maintenant comparable aux non-linéarités de la courbe I(V) de telle sorte qu'une réponse

quantique peut être espérée. Du point de vue théorique, celle-ci peut être aussi espérée puisque τ_e=6.47x10^{-10} s est beaucoup plus long que τ_m=4.8x10^{-14} s.

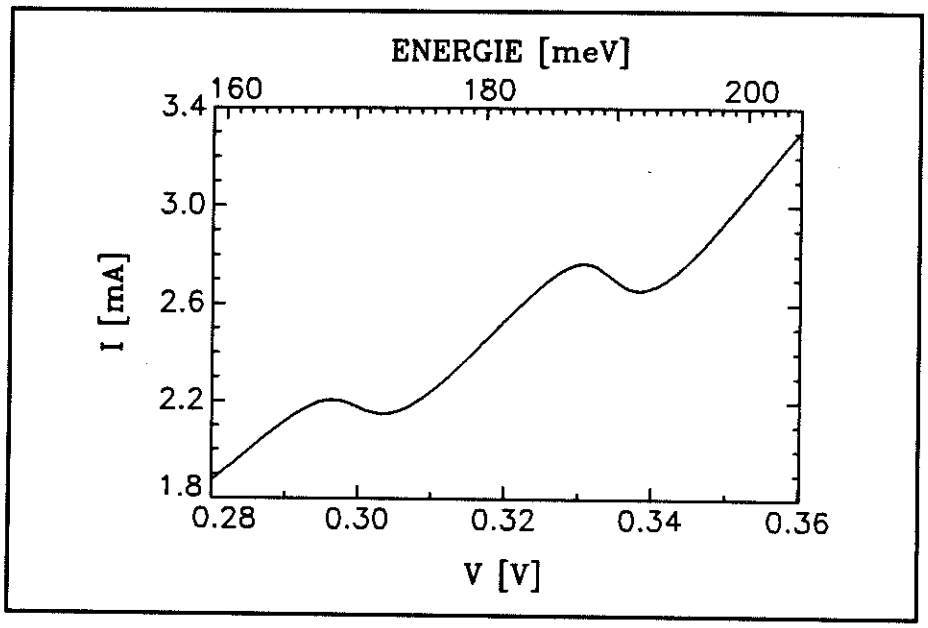

FIGURE (V.10). Les deux régions de résistance différentielle négative consécutives de la caractéristique I(V) de l'échantillon S120 qui ont été choisies pour l'étude de la réponse à l'IRL.

La réponse de S120 pour deux énergies différentes $\hbar\omega$=2.5 meV (λ=496 μm) et $\hbar\omega$=13.6 meV (λ=90.9 μm) est montrée sur la figure (V.11). Pour la longueur d'onde λ=90.9 μm, deux puissances distinctes ont été utilisées. $\Delta I_F(V)$ montre une augmentation accentuée du courant (maxima positifs) dans les régions de vallée (0.302 V et 0.335 V), et une diminution de celle-ci (maxima négatifs) lorsque la tension appliquée coïncide avec les pics de courant de la courbe I(V). Une nette asymétrie de la réponse peut être observée, mais le plus étonnant est que lorsque la puissance de l'infra-rouge lointain est diminuée, l'intensité des maxima positifs décroît proportionnellement, mais, l'intensité des maxima négatifs ne change pas. Pour cet échantillon aussi, aucune dépendance avec l'énergie de l'IRL est observée bien que les conditions pour obtenir une réponse quantique soient satisfaites.

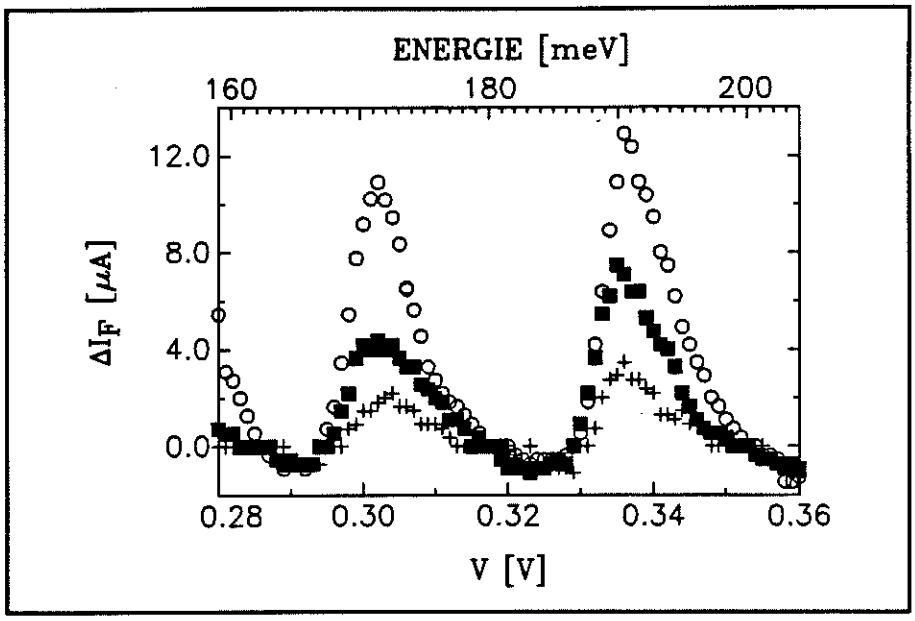

FIGURE (V.11). Réponse de l'échantillon S120 à la radiation dans l'infra-rouge lointain caractérisée par: + $\hbar\omega$=2.5 meV, o $\hbar\omega$=13.6 meV (~10 W de puissance), et ■ $\hbar\omega$=13.6 meV (~5 W de puissance). L'échelle supérieure montre la correspondance entre la tension appliquée et l'énergie des électrons dans l'émetteur par rapport au collecteur.

Alors qu'aucune dépendance en énergie n'est observée, une comparaison de la réponse avec la dérivée seconde de la caractéristique I(V) (figure (V.12)) montre que dans les régions où le I(V) est linéaire (entre les RDN), une réponse classique est observée, mais, dans les régions où le I(V) est extrêmement non-linéaire, une nette déviation de la rectification est obtenue. Ceci implique que la limite entre la réponse classique et la réponse quantique est atteinte. De toute façon, il est surprenant qu'aucune dépendance en énergie ne soit observée même avec un $\hbar\omega$ comparable aux non-linéarités de la courbe I(V).

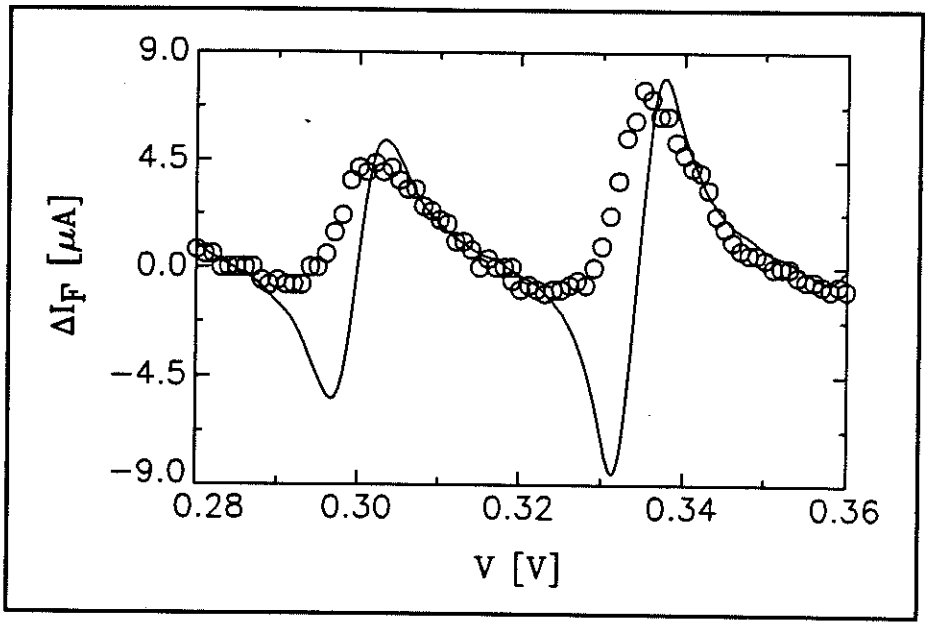

FIGURE (V.12). Comparaison entre la réponse de l'échantillon S120 à l'IRL avec énergie $\hbar\omega$=13.6 meV (o) et la dérivée seconde de sa caractéristique I(V) (ligne continue).

Néanmoins, il est important d'exclure l'effet d'échauffement de l'échantillon par la radiation comme solution possible à ces problèmes.

L'échauffement du réseau cristallin peut être exclu puisque la réponse de l'échantillon a le même comportement temporel que l'impulsion IRL, (de l'ordre de la nanoseconde: voir figure (IV.5)), et que le temps d'échauffement typique du réseau cristallin du GaAs est de l'ordre de μs.

Pour exclure l'échauffement électronique, les arguments suivants peuvent être utilisés:

(i) la réponse mesurée avec les échantillons polarisés directement (avec l'émetteur sur la face avant et le collecteur sur le substrat) et inversement (collecteur sur la face avant et émetteur sur le substrat) est la même. Comme la radiation est toujours incidente sur la face avant, cela indique que la réponse ne dépend pas du fait que la radiation soit incidente sur l'émetteur ou sur le collecteur. Un échauffement de l'émetteur devrait être beaucoup plus important qu'un échauffement du collecteur si l'échauffement électronique était important.

(ii) un champ magnétique appliqué parallèlement à la direction de croissance de l'échantillon ne produit aucun effet sur la réponse. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, l'absorption des porteurs libres, qui est très faible a champ nul, augmente dramatiquement quand la condition de résonance cyclotonique $\hbar\omega_c=\hbar eB/m^*=\hbar\omega$ est satisfaite. Le fait qu'aucun changement du

signal soit observé, alors que $\hbar\omega_c=\hbar\omega$, permet de conclure que le signal n'est pas dû à l'échauffement électronique.

(iii) la forme de la caractéristique courant-tension mesurée en fonction de la température ne correspond jamais à la forme de la réponse de l'échantillon à l'IRL. Plus important encore, le courant ne décroît jamais lorsque la température est augmentée, contrairement à ce qui est observé pour la réponse (figure (V.13)).

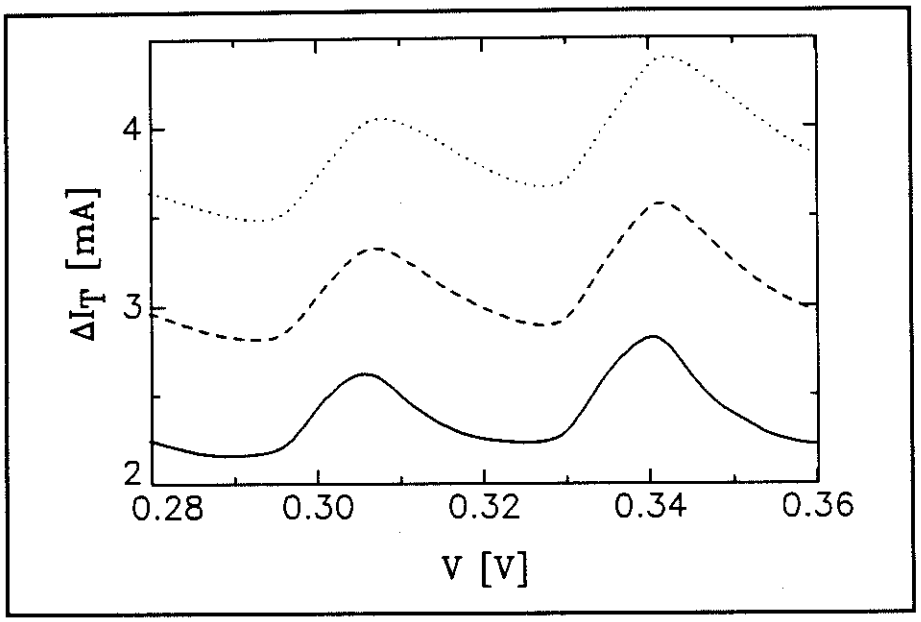

FIGURE (V.13). Changement de la caractéristique courant-tension de l'échantillon S120 en fonction de la température. Les courbes montrent la différence entre le courant mesuré à 15 K (ligne continue), 30 K (ligne discontinue) et 50 K (ligne pointillée) et le courant mesuré à 4.2 K.

À partir du moment où une réponse purement classique est observée pour l'échantillon S5 et que celle de S120, malgré la déviation de la rectification, ne dépend pas de l'énergie de l'IRL alors même que les condition théoriques pour obtenir une réponse quantique sont satisfaites, il devient clair que l'effet tunnel cohérent utilisé dans l'analyse des nos résultats, présente des insuffisances. Selon la théorie présentée au chapitre III, une explication possibles de nos résultats expérimentaux serait la présence de collisions pendant que les électrons traversent la structure. Ces diffusions détruisent la cohérence de la fonction d'onde électronique et donc,

l'interférence cohérente entre celles-ci et la radiation. Toutefois, les collisions n'arrivent pas à masquer complètement les régions de résistance différentielle négative des caractéristiques I(V) des échantillons. Nous avons montré théoriquement dans le chapitre III pour une diode à double barrière avec des paramètres similaires a ceux de S5 (figures (III.18), (III.19) et (III.20), que pour un temps de diffusion $\tau_d \leq 1.32 \times 10^{-13}$ s ($\Gamma_d \geq 5$ meV), la dépendance en énergie de la réponse était détruite. De cette façon, cette valeur de τ_d peut être considérée comme une limite inférieure du temps de diffusion des échantillons étudiés.

V.6 Conclusions générales

Nous avons étudié l'effet tunnel résonnant dans une structure à double barrière en présence d'une modulation temporelle.

Nous avons montré que dans le domaine de basse fréquence (100 Hz à 500 MHz), la réponse des structures est due à la rectification classique. D'une manière surprenante, cette réponse classique s'étend jusqu'au domaine des TeraHertz (infra-rouge lointain) pour les dispositifs avec une caractéristique courant-tension telle que les non-linéarités ne sont pas assez accentuées pour être comparables à l'énergie de la radiation. Par contre une nette déviation de la réponse classique est observée pour les dispositifs avec une I(V) telle que l'énergie de l'infra-rouge lointain est comparable à l'échelle des non-linéarités.

L'effet des diffusions pendant le processus de l'effet tunnel a dû être pris en compte pour pouvoir expliquer l'absence d'une dépendance en énergie de l'IRL de la réponse. Théoriquement, deux temps caractéristiques de l'effet tunnel ont été définis: τ_c, la durée de vie de l'état quasi-lié du puits quantique et τ_d, le temps de diffusion. À partir de ces deux temps, il a été établi que l'effet tunnel est cohérent si $\tau_c<\tau_d$ et séquentiel si $\tau_c>\tau_d$.

En supposant l'effet tunnel cohérent, il a été montré que si la période angulaire de la modulation τ_m est plus longue que τ_c, la réponse de la structure à cette modulation est classique. Dans le cas opposé, $\tau_m<\tau_c$ la réponse est quantique. Pour l'effet tunnel séquentiel, la réponse est classique si $\tau_m\geq\tau_d$ et quantique si $\tau_m<\tau_d$.

Nous attendions une réponse quantique pour les échantillons étudiés, puisque la condition $\tau_m<\tau_c$ était toujours satisfaite. L'observation de la non dépendance de cette réponse à l'énergie de la radiation nous a amené a conclure que, dans ces structures, τ_d est plus court que τ_c. Les collisions dans ces structures sont assez importantes pour détruire la réponse quantique de l'échantillon avec un puits de 5 nm et pour masquer la dépendance en énergie de la réponse des échantillons avec un puits plus large. De cette façon, le temps de diffusion doit être du même ordre de grandeur que la période angulaire de la radiation, d'où nous avons établi une limite supérieure $\tau_d \sim 10^{-13}$ s.

Alors qu'à travers la mesure de la caractéristique courant-tension, une distinction entre effet tunnel cohérent et séquentiel est pratiquement impossible, nous avons montré que cette distinction peut être faite à travers l'étude de la réponse de la structure à une modulation.

Bien que la réponse des échantillons étudiés ne dépende pas de l'énergie de la radiation, la limite où la réponse classique n'est plus valable a été atteinte. Pour dépasser cette limite et obtenir une réponse quantique, quelques tentatives peuvent être envisagées. Un changement des paramètres du réseaux de couplage des contacts peut être fait pour permettre l'utilisation

de radiation avec longueur d'onde plus courte de façon que la condition $\tau_m < \tau_d$ soit satisfaite. Toutefois, cette solution est limitée puisque l'énergie de la radiation ne doit pas dépasser la hauteur des barrières. Une autre tentative serait d'utiliser une antenne comme moyen de couplage. Dans ce cas, la taille des dispositifs pourrait être réduite de 200x200 μm^2 à au moins 3x3 μm^2 de sorte que la probabilité de trouver des défauts serait aussi réduite. Le temps de diffusion s'en trouverait allongé. Ainsi, beaucoup de travail reste encore à faire.

POMPAGE OPTIQUE:

UN OUTIL POUR ÉTUDIER LA

RELAXATION DE SPIN

VI. INTRODUCTION

Introduction

Depuis le travail de pionnier de Hanle [1] sur l'effet d'un champ magnétique faible sur la polarisation de la fluorescence résonnante d'un gaz, il est connu que les états atomiques excités qui sont produits par l'absorption résonnante de lumière anisotrope sont fortement polarisés. Un des aspects les plus importants des atomes excités polarisés est que le degré de polarisation atomique peut être déterminé à travers l'observation de la polarisation de la lumière fluorescente.

L'importance de la découverte de Hanle n'a pas été entièrement reconnue jusqu'à 1950. Cette année là, Kastler [2] a publié un papier à partir duquel une investigation systématique du phénomène de pompage optique a commencé.

Pour mieux comprendre le principe du pompage optique dans les atomes libres, on peut prendre pour exemple un gaz formé par des atomes caractérisés par un état fondamental $^2S_{1/2}$ et de spin électronique $m_s=\pm 1/2$ complètement occupé, et un état excité $^2P_{1/2}$ avec $m_s=\pm 1/2$ entièrement vide. Lorsque ce gaz est illuminé avec une radiation résonnante polarisée circulairement, par exemple de polarisation σ^+, des électrons dans l'état fondamental avec un spin $-1/2$ peuvent être excités jusqu'à l'état $^2P_{1/2}$ avec un spin $+1/2$ (transition $\Delta m=+1$). Les excitations avec $\Delta m=0, -1$ sont interdites pour la polarisation σ^+, à cause de la conservation du moment angulaire. En absence de relaxation de spin, l'émission spontanée sera polarisée 100%. Si des processus de relaxation de spin sont présents, la fluorescence aura un degré de polarisation différent et ceci donnera des informations sur les processus de relaxation.

Le pompage optique a été tout d'abord utilisé pour étudier les propriétés des atomes libres [2-4] aussi bien que des états localisés dans les solides [5-8], où ont été étudiés la durée de vie des électrons photo-excités, le temps de relaxation de spin, le facteur gyromagnétique, les paramètres de couplage spin-orbite et les interactions hyperfines.

Contrairement au cas d'orientation optique des atomes libres et des états localisés dans les solides, l'absorption optique dans les semiconducteurs correspond à des transitions entre bandes d'énergie, associées à des états non localisés. Dans le processus d'absorption inter-bandes, un électron est excité dans la bande de conduction, laissant un trou dans la bande de valence, le spin total de l'électron et du trou étant égal au moment angulaire du photon absorbé. Ce moment angulaire est distribué entre les porteurs photo-excités en fonction des régles de sélection déterminées par la structure de bande du semiconducteur.

Pour un semiconducteur comme le GaAs (figure (VI.1)) avec la bande interdite de transition directe E_g, proche du centre de la zone de Brillouin ($k=0$), la bande de conduction, de symétrie Γ_6, est formée par des états

atomiques du type S dégénérés en spin ($|e+\rangle$ avec spin +1/2 et $|e-\rangle$ avec spin −1/2). La bande de valence, quant à elle, est formée par des états atomiques du type P. À cause de l'interaction spin-orbite, elle est séparée en deux bandes distinctes: une bande de symétrie Γ_8 avec un moment angulaire total J=3/2 (trous lourds $|h\pm\rangle$ avec $M_J=\pm 3/2$ et trous légers $|l\pm\rangle$ avec $M_J=\pm 1/2$, où M_J est la projection du moment total J) et de dégénérescence égale à 4 à k=0; et une bande de symétrie Γ_7 avec J=1/2 (split-off $|so\pm\rangle$ avec $M_J=\pm 1/2$), doublement dégénérée et séparée de Γ_8 par une bande interdite d'énergie Δ. Sur la figure (VI.1) sont aussi représentés schématiquement les états dégénérés de chaque bande. Les régles de sélection pour les transitions inter-bandes sont: sont permises les transitions avec $\Delta M_J=0$ avec une lumière polarisée linéairement et les transitions avec $\Delta M_J=\pm 1$ avec une lumière polarisée circulairement (σ^+ et σ^- respectivement). Les transitions induites par de la lumière de polarisation σ^+ sont montrées sur la figure (VI.1). Les numéros 3, 2, 1 indiquent la probabilité relative obtenue à partir de l'élément de matrice de chaque transition.

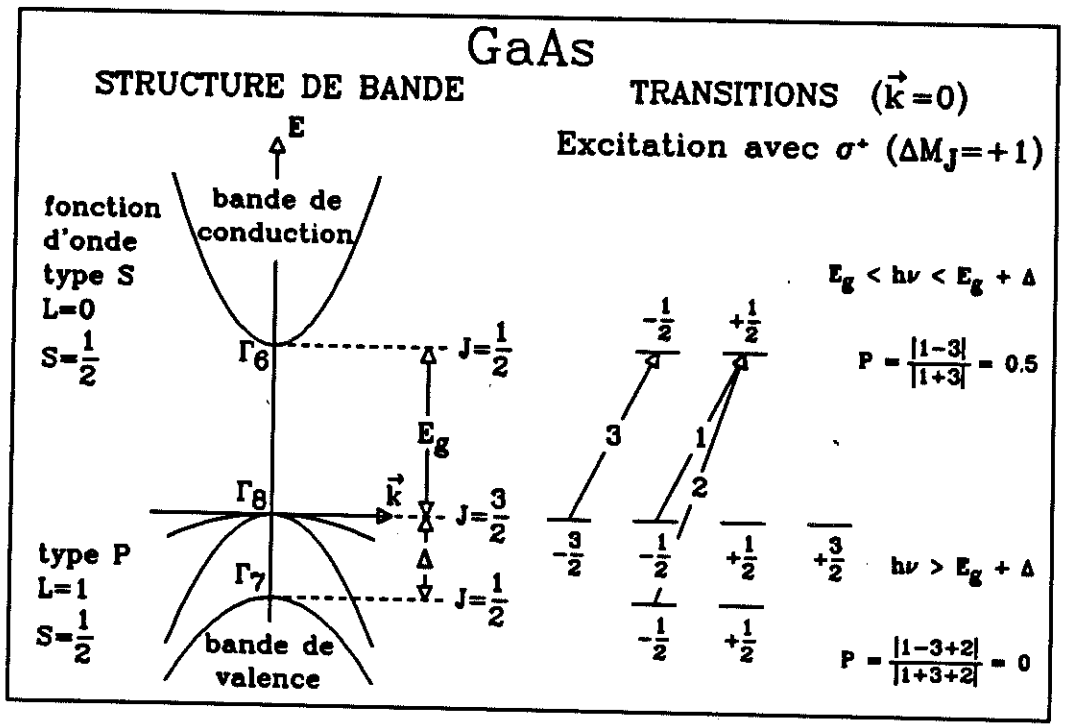

FIGURE (VI.1). Représentation schématique de la structure de bande du GaAs (à gauche) et des transitions possibles lorsque de la lumière de polarisation σ^+ est utilisée pour l'excitation (à droite).

À cause de cette différence de probabilité de transition, une orientation préférentielle de spin peut être obtenue à travers l'excitation optique. On obtient un degré d'orientation $P=|n_{+1/2}-n_{-1/2}|/|n_{+1/2}+n_{-1/2}|$ (où $n_{\pm 1/2}$ est égal au nombre d'électrons avec $|e\pm>$) de 50% si l'énergie d'excitation hν se trouve dans l'intervalle $E_g \leq h\nu < E_g+\Delta$, et P=0% si hν est plus grande que $E_g+\Delta$. Le même degré d'orientation est obtenu pour les deux polarisations d'excitation, σ^+ et σ^-.

Les électrons et les trous photo-excités ont une durée de vie τ_r avant la recombinaison. Pendant ce temps, l'orientation de spin des porteurs créés par le pompage optique peut décroître à cause des différents processus de relaxation. Si l'orientation n'a pas totalement disparu avant la recombinaison, la radiation alors émise sera partiellement polarisée circulairement. Ainsi, le degré de polarisation de la luminescence donne des informations sur le degré d'orientation de spin, sur les processus de relaxation aussi bien que sur la durée de vie des porteurs photo-excités.

La polarisation de la luminescence est définie comme:

$$\rho = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \qquad \text{(VI.1)}$$

où $I_\pm$ sont les intensités de la luminescence avec polarisation $\sigma^\pm$. Ces intensités sont proportionnelles au nombre des électrons et des trous disponibles, et aux probabilités de transition.

Le pompage optique a été intensivement étudié dans les semiconducteurs dopés, de type p et de type n, et non dopés (une revue de ce problème peut être trouvée dans la référence [9]). Pour les matériaux dopés, le degré de polarisation de la luminescence donne des informations sur les porteurs photo-excités minoritaires (électrons pour les dopés de type p et trous pour les type n). Dans les matériaux non dopés, ρ dépend du processus de relaxation des deux porteurs et est dominé par celui de plus lente relaxation. Un résumé des valeurs limites du degré de polarisation est présenté sur le tableau I.

Plus récemment, la méthode de pompage optique a été appliquée à l'étude des hétérostructures de semiconducteurs. Dans ces structures, à cause du confinement dans la direction de croissance, la dégénérescence à k=0 entre la bande de trous lourds et la bande des trous légers est levée (figure (VI.2)). De cette façon, les seules transitions possibles pour la recombinaison sont à basse température: $|e+>\rightarrow|h+>$ avec la polarisation σ^+, et $|e->\rightarrow|h->$ avec la polarisation σ^-, et, pour la même raison, le processus de relaxation de trous a un caractère différent de celui des semiconducteurs massifs. Pour ces raisons, on trouve un plus grande degré de polarisation de la photoluminescence dans ces structures (voir tableau II).

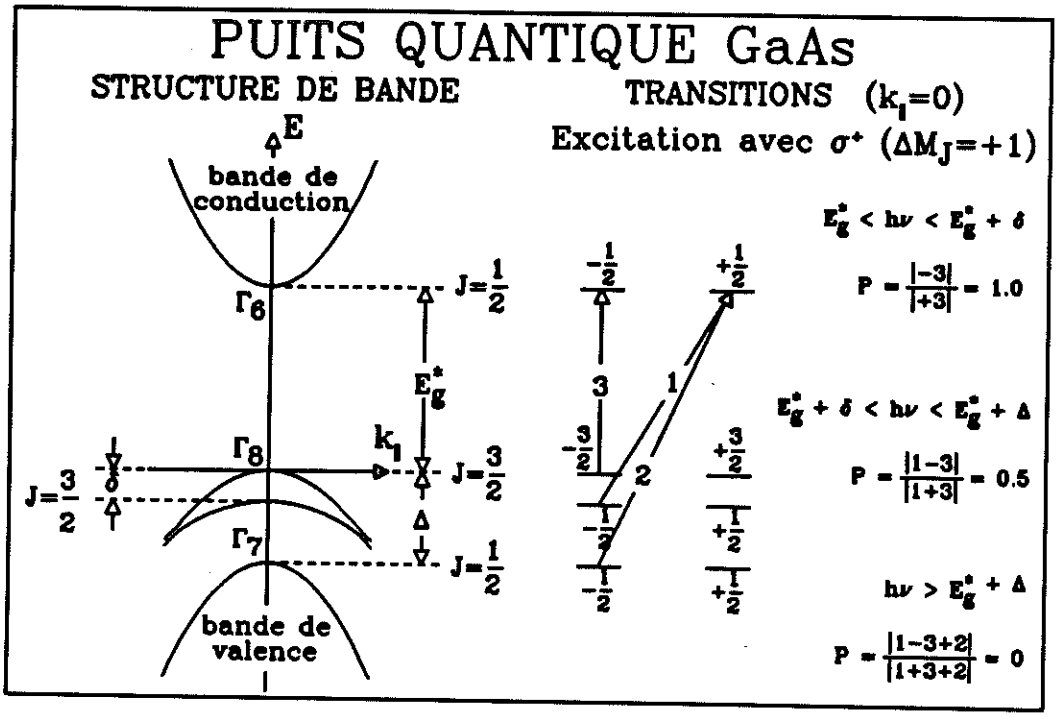

FIGURE (I.2). Représentation schématique de la structure de bande d'un puits quantique de GaAs (à gauche) et des transitions possibles pour une excitation avec de la lumière polarisée σ^+ (à droite).

En plus des informations obtenues habituellement à l'aide de cette technique, celle-ci donne aussi la possibilité de faire la différence entre les transitions $|e\pm\rangle \rightarrow |h\pm\rangle$ et $|e\pm\rangle \rightarrow |l\pm\rangle$ [10-12] à travers l'analyse de la polarisation de la photoluminescence pour différentes énergies d'excitation. Des études de la polarisation [13], de la résonance cyclotronique [14] et de la résonance magnétique [15] détectées optiquement, aussi bien que de la polarisation mesurée en fonction du temps [16,17], ont déjà été réalisées sur les hétérostructures.

TABLEAU I. Polarisation de la photoluminescence dans les semiconducteurs, après pompage optique.

Semiconducteur	pas de relaxation	relaxation complète trou	relaxation complète électron	relaxation complète trou+élec.
dopé - p	25%	--	0%	--
dopé - n	100%	0%	--	--
non dopé	100%	17%	100%	0%

TABLEAU II. Degré de polarisation de la photoluminescence d'un puits quantique, après pompage optique.

Hétérostructure	pas de relaxation	relaxation complète trou	relaxation complète électron	relaxation complète trou+élec.
$E_g^* < h\nu < E_g^* + \delta$				
dopé - p	100%	--	0%	--
dopé - n	100%	0%	--	--
non dopé	100%	100%	100%	0%
$E_g^* + \delta < h\nu < E_g^* + \Delta$				
dopé - p	50%	--	0%	--
dopé - n	50%	0%	--	--
non dopé	100%	50%	50%	0%

Une situation unique dans l'étude du pompage optique dans les hétérostructures est obtenue lorsqu'un champ magnétique est appliqué parallèlement à son axe de croissance et à la direction de propagation de la lumière. Les états liés du puits quantique, qui avaient déjà un caractère bidimensionnel, sont maintenant complètement quantifiés en niveaux de Landau de caractère discret, tout en gardant la caractéristique d'état non localisé. Cette situation est similaire à celle trouvée dans les atomes libres en présence d'un champ magnétique extérieur, avec la différence fondamentale que dans ce cas les états sont localisés.

Pour un champ magnétique assez intense (B≥10 T pour les puits quantique de GaAs/(GaAl)As), la séparation en énergie entre les niveaux de Landau de spin contraire est suffisante pour avoir une densité d'état nulle entre eux. Ainsi, des niveaux de Landau avec un spin bien défini, $|e+\rangle$ ou $|e-\rangle$ peuvent être peuplés à l'aide du pompage optique aussi bien avec de la lumière polarisée σ^+ ou σ^-, tout en respectant les régles de sélection. De cette façon, l'identification du spin du niveau électronique photo-excité et l'étude de la relaxation de ce spin sont possibles [18].

Cette situation unique est explorée dans cette partie de ce mémoire pour étudier la relaxation de spin de porteurs photo-excités dans des hétérostructures de GaAs/(GaAl)As non dopées en présence de champs magnétiques intenses. L'inhibition de la relaxation du spin électronique, à cause de la quantification complète des niveaux d'énergie est un effet découvert récemment et pas encore complètement compris, d'où l'intérêt de l'étudier. Une des conséquences les plus marquantes de l'inhibition de la relaxation de spin est l'inversion de population observée entre les deux états excités de plus basse énergie et caractérisés par une orientation de spin opposée.

Une étude du comportement du degré de polarisation de la photoluminescence en fonction de la température a été faite pour contribuer à la compréhension du mécanisme responsable de la relaxation de spin dans ces système. Dans le chapitre suivant, les dispositifs et les techniques expérimentaux sont discutés. Les résultats expérimentaux, leur discussion et les conclusions sont présentés au chapitre VIII.

Avant de passer au chapitre suivant, il est important de remarquer qu'un des points le plus âprement discuté récemment et pas encore complètement établi, dans le domaine du pompage optique dans les hétérostructures, concerne la relaxation des trous [19-21].

Pour les semiconducteurs massifs, il a été établi [9] que le temps de relaxation de spin des trous est du même ordre de grandeur que le temps de relaxation du moment $\tau_p \approx 10^{-12}$-10^{-13} s, et donc beaucoup plus court que le temps de recombinaison ($\sim 10^{-9}$ s). Ainsi, le degré de polarisation est dominé par l'orientation de spin des électrons.

Cette même hypothèse peut être utilisée [10-12] pour expliquer, au moins qualitativement, les spectres de polarisation des puits quantiques non dopés. Ceci est possible parce que l'orientation de chaque porteur ne peut pas être

identifiée séparément, de telle sorte qu'un degré de polarisation mesuré peut être attribué indifféremment, soit uniquement aux électrons, soit uniquement aux trous, soit à l'orientation des deux porteurs. Toutefois, dans le cas d'un puits quantique dopé de type n, l'orientation de trous doit être prise en compte si un degré de polarisation non nul est mesuré. En effet, dans le cas contraire on obtiendrait une polarisation nulle. Des travaux théoriques récents [19,20] ont montré que tous les résultats expérimentaux obtenus antérieurement peuvent être expliqués par l'inhibition de la relaxation des moments magnétiques des trous.

Comme les puits quantiques utilisés pour les expériences présentées dans cette partie de ce mémoire sont non dopés, il est impossible d'établir, à priori, quelle relaxation (celle des électrons ou celle de trous) est responsable de la polarisation de la photoluminescence. De toute façon, les deux états sont liés par les régles de sélection, et donc il est possible de raisonner uniquement en termes de la relaxation des électrons pour analyser le degré de polarisation, sans perte de généralité. Toutefois, nous allons montrer que, lorsqu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation de la lumière (effet Hanle), la polarisation ne peut plus être expliquée seulement par l'orientation des électrons, et que dans le domaine des champs magnétiques forts, elle est entièrement due à la conservation de l'orientation du moment magnétique des trous.

Références

[1]. W. Hanle, *Z. Physik* **30**, 93 (1924).

[2]. A. Kastler, *J. Phys. Radium* **11**, 225 (1950).

[3]. J. Brossel, A. Kastler, and J. Winter, *J. Phys. Radium* **13**, 668 (1952).

[4]. W. B. Hawkins and R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **91**, 1008 (1953).

[5]. N. V. Karlov, J. Margerie, and M. D'Aubigne, *J. Phys. Radium* **24**, 717 (1963).

[6]. J. Brossel and J. Margerie, *Paramagnetic Resonance*, ed. W. Low, Academic Press Inc., New York (1963).

[7]. S. Geschwind, R. J. Collins, and A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 545 (1959).

[8]. J. Brossel, S. Geschwind, and A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 548 (1959).

[9]. Optical Orientation, *Modern Problems in Condensed Matter Science*, eds. F. Meier and B. P. Zackarchenya, Vol. 8, North-Holland, Amsterdam (1984).

[10]. R. C. Miller, W. T. Tsang, and W. A. Nordland Jr., *Phys. Rev. B* **21**, 1569 (1980).

[11]. R. C. Miller, D. A. Kleinman, W. A. Nordland Jr., and A. C. Gossard, *Phys. Rev. B* **22**, 863 (1980).

[12]. C. Weisbuch, R. C. Miller, R. Dingle, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Solid State Commun.* **37**, 219 (1981).

[13]. R. C. Miller and D. A. Kleinman, *J. of Luminescence* **30**, 520 (1985).

[14]. B. C. Cavenett and E. J. Pakulis, *Phys. Rev. B* **32**, 8449 (1985).

[15]. H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, F. J. A. M. Greidanus, P. Dawson, K. J. Moore, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 129 (1988).

[16]. W. A. J. A. van der Poel, A. L. G. J. Severens, H. W. van Kesteren, and C. T. Foxon, *Superlattices and Microstructures* **5**, 115 (1989).

[17]. M. R. Freeman, D. D. Awschalom, J. M. Hong, and L. L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2430 (1990).

[18]. M. Potemski, J. C. Maan, A. Fasolino, K. Ploog, and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2409 (1989).

[19]. T. Uenoyama and L. J. Sham, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3070 (1990).

[20]. T. Uenoyama and L. J. Sham, *Phys. Rev. B* **42**, 7114 (1990).

[21]. R. Ferreira and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **43**, 9687 (1991).

POMPAGE OPTIQUE:

UN OUTIL POUR ÉTUDIER LA

RELAXATION DE SPIN

VII. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Dispositif expérimental

VII.1 Introduction

Dans cette étude du pompage optique dans les puits quantiques, les spectres de photoluminescence et d'excitation de la photoluminescence ont été mesurés pour différents champs magnétique et différentes températures. Dans ce chapitre, le spectromètre utilisé ainsi qu'une brève description d'une des bobines résistives du "Grenoble High Magnetic Field Laboratory" sont décrits. Une description des paramètres des échantillons utilisés est aussi donnée.

VII.2 Le dispositif expérimental

La figure (VII.1) montre schématiquement le spectromètre utilisé pour mesurer la photoluminescence et l'excitation de la photoluminescence. Un laser de type "dye" (Coherent Radiation CR-599) est utilisé pour produire de la lumière de longueur d'onde comprise entre 620 nm à 810 nm. Cette plage est obtenue à l'aide des dyes, DCM (620 nm à 740 nm) pompé par la raie 514.5 nm d'un laser Argon (Coherent Radiation CR-4) et, LD700 (680 nm à 810 nm) pompé par la raie 676.4 nm d'un laser Krypton (Coherent Radiation CR-2000K). Les échantillons sont excités par de la lumière polarisée circulairement, obtenue à l'aide d'un polariseur circulaire (linéaire plus de $\lambda/4$). Pour obtenir le degré de polarisation pour une polarisation d'excitation donnée, on mesure séparément les photoluminescences dans les polarisation σ^+ et σ^-.

Pour les expériences, l'échantillon est placé au centre d'une bobine "split coil" (Intermagnetic General Corporation) de 10.3 T à 4.2 K dans un diamètre utile de 23 mm ou, d'une bobine résistive, dans les configurations Faraday (champ magnétique parallèle à la direction de propagation de la lumière) et Voigt (champ magnétique perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière). Dans les deux configurations, la lumière a toujours été appliquée parallèlement à l'axe de croissance de l'échantillon. La lumière émise par l'échantillon (recombinaison électron-trou) est focalisée par des lentilles sur l'ouverture du monochromateur (Jobin Yvon THR, caractérisé par une distance focale de 1500 mm, ouverture de f/12, résolution de 15×10^{-4} nm et dispersion de 0.13 nm/mm). Le signal est alors détecté par un photomultiplicateur-PM (RCA C31034) en GaAs et amplifié par des techniques de détection synchrone standard. Pour compenser les variations d'intensité du

laser d'excitation, le signal de la luminescence est normalisé par rapport à l'intensité du laser. La luminescence à été mesurée pour des températures entre 2 K et 100 K. Comme la plus grande partie des mesures a été faite sur une des bobines résistives du "Grenoble High Magnetic Field Laboratory", nous donnons ici une courte description de cette bobine.

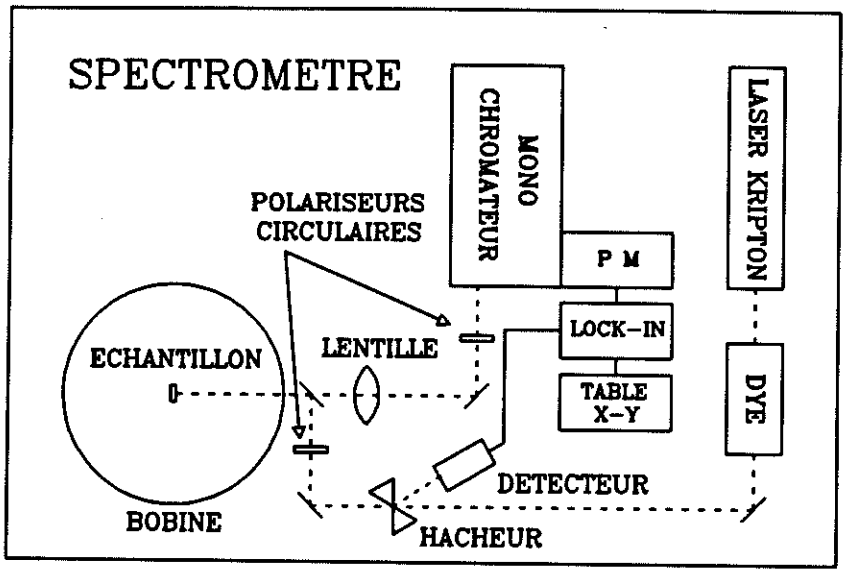

FIGURE (VII.1). Spectromètre utilisé pour mesurer les spectres de photoluminescence et d'excitation de la photoluminescence.

La bobine résistive qui a été utilisée est constituée d'un double enroulement de type Bitter [1,2], qui produit un champ continu de 20 T dans un diamètre utile de 50 mm en utilisant une puissance de 10 MW (2x5 MW). L'homogénéité du champ au centre de la bobine est de 1.5×10^{-3} dans un volume de 1 cm^3. Chaque enroulement de la bobine est constitué d'un empilement de disques de cuivre fendus suivant un rayon, isolés entre eux par des disques isolants en Kapton sur un rayon de 340° et mis en contact électrique sur le secteur de 20° restant, suivant une disposition en hélice qui assure une forme quasi hélicoïdale des lignes de courant. La densité de courant le long d'un rayon est proportionnelle à $1/r$ et la densité de puissance à $1/r^2$. De l'eau déminéralisée (ρ=5 MΩ cm) et filtrée (200 μm) circule sous pression (27 bars, 20 m/s, 400 m^3/h) au travers des disques par des conduites percées le long de l'axe de la bobine, en assurant ainsi le refroidissement. La figure (VII.2)

donne une vue d'ensemble de la bobine.

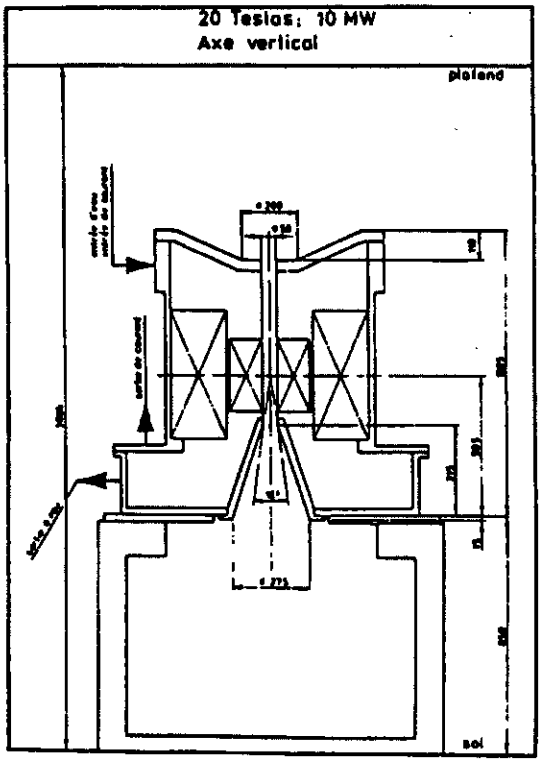

FIGURE (II.4). Vue d'ensemble d'une bobine résistive du "Grenoble High Magnetic Field Laboratory"

II.3 Les échantillons

Les échantillons utilisés pour l'étude de la relaxation de spin ont été élaborés par épitaxie à jets moléculaires [3] au Max Planck Intitut für Festkörperforschung (Stuttgart) et au Walter Schottky Intitut (Garching).

Trois échantillons différents, QW5, QW9 et QW15, ont été utilisés, lesquels ont été élaborés sur des substrats en GaAs semi-isolants et orientés dans la direction (100). Tous les échantillons sont non dopés et contiennent trois puits quantiques en GaAs isolés par des barrières en (GaAl)As. La

configuration des couches de chaque échantillon, dans l'ordre de croissance, est la suivante:

QW5 - substrat en GaAs; 1.6 μm de GaAs; 400 nm de (GaAl)As avec 43% de Al; trois puits quantiques en GaAs de 5 nm intercalés entre deux barrières en (GaAl)As de 102 nm avec 43% de Al; 204 nm de (GaAl)As avec 43% de Al et 7.5 nm de GaAs.

QW9 - substrat en GaAs; 1.6 μm de GaAs; 392 nm de (GaAl)As avec 26% de Al; trois puits quantiques en GaAs de 9 nm intercalés entre deux barrières en (GaAl)As de 98 nm avec 26% de Al; 196 nm de (GaAl)As avec 26% de Al et 7.5 nm de GaAs.

QW15 - la même configuration que QW9, mais avec des puits quantiques de 15 nm d'épaisseur.

Références

[1]. F. Bitter, *Rev. Sci. Instr.* 1, 479 (1936).

[2]. P. Rub, J. C. Picoche, and H. J. Schneider-Muntau, *Colloques Int. du CNRS* 242, Physique sous champ magnétique intense (1974).

[3]. A C. Gossard, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22, 1649 (1986).

POMPAGE OPTIQUE:

UN OUTIL POUR ÉTUDIER LA

RELAXATION DE SPIN

VIII. RELAXATION DE SPIN

Relaxation de spin

VIII.1 Introduction

Ce chapitre présente tout d'abord une brève description du processus d'excitation et de relaxation de spin dans les puits quantiques en présence d'un champ magnétique. Les résultats expérimentaux obtenus pour le système GaAs/(GaAl)As sont ensuite utilisés pour démontrer l'inhibition du processus de relaxation de spin. Pour étudier le mécanisme responsable de cette relaxation, les effets du pompage optique ont été mesurés en fonction de la température. Pour finir on présente, une brève discussion des résultats obtenus sur la polarisation de la photoluminescence en fonction d'un champ magnétique appliqué perpendiculairement à la direction de croissance de l'échantillon. Ensuite apparaissent les conclusions de cette étude.

VIII.2 Processus d'excitation et relaxation de spin

En raison du confinement des états dans la direction de croissance, le spectre d'énergie d'un puits quantique de GaAs est constitué de plusieurs sous-bandes et, à champ magnétique nul, son spectre optique est caractérisé par une série de lignes excitoniques associées à chacune de ces sous-bandes [1] (figure (VIII.1). Lorsqu'un champ magnétique est appliqué parallèlement à l'axe de croissance du puits quantique, les sous-bandes d'électron et de valence sont complètement quantifiées, c'est à dire qu'elles sont caractérisées par des états discrets séparés par des bandes d'énergie interdite de densité d'état nulle (figure (VIII.2)). Pour les électrons, la quantification de leur mouvement orbital donne des niveaux plus ou moins équidistants ayant une dépendance linéaire avec le champ magnétique. Chacun de ces niveaux est séparé en deux composantes à cause de la quantification du moment magnétique (effet Zeeman). Pour les trous, la quantification du mouvement orbital séparée de celle du moment magnétique n'est pas possible en raison du couplage spin-orbite. Ainsi, les niveaux de trous ne sont pas équidistants et ne présentent pas une dépendance linéaire avec le champ magnétique. Ils ne peuvent donc pas être décrits par des simples niveaux de Landau avec une séparation Zeeman [2]. Malgré ce spectre d'énergie très compliqué, les transitions permises par le règles de sélection entre un niveau de trou donné et des niveaux de Landau des électrons avec un spin bien défini ($\pm 1/2$), sont caractérisées par une polarisation circulaire bien définie, σ^+

ou σ^- (figure (VIII.3)).

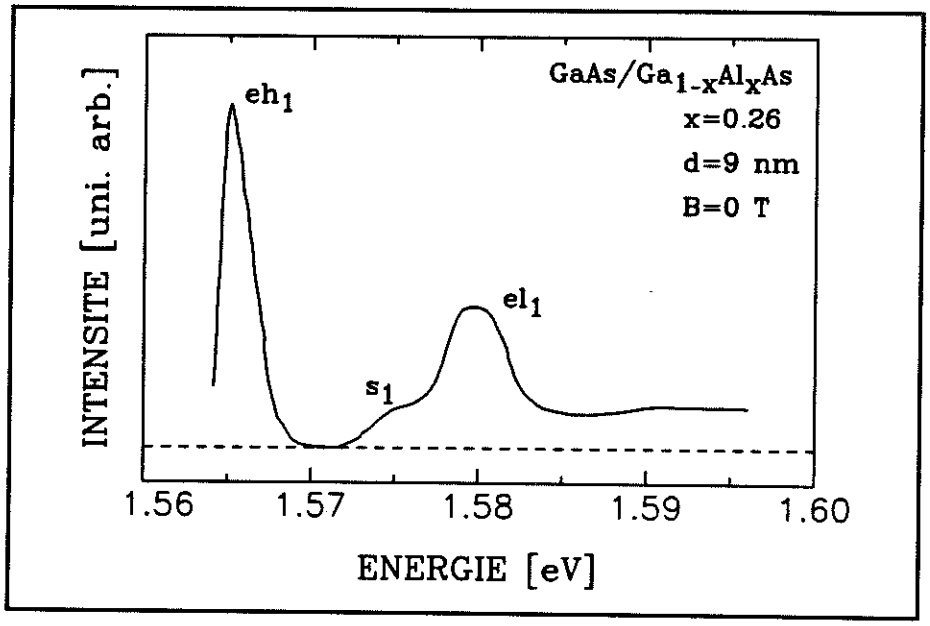

FIGURE (VIII.1). Spectre d'excitation de la photoluminescence d'un puits quantique de 9 nm de largeur mesuré a 2 K et a champ magnétique nul, où eh_1 et el_1 sont les excitons de trou lourd et de trou léger respectivement de la première sous-bande et s_1 est le fond de celle-ci.

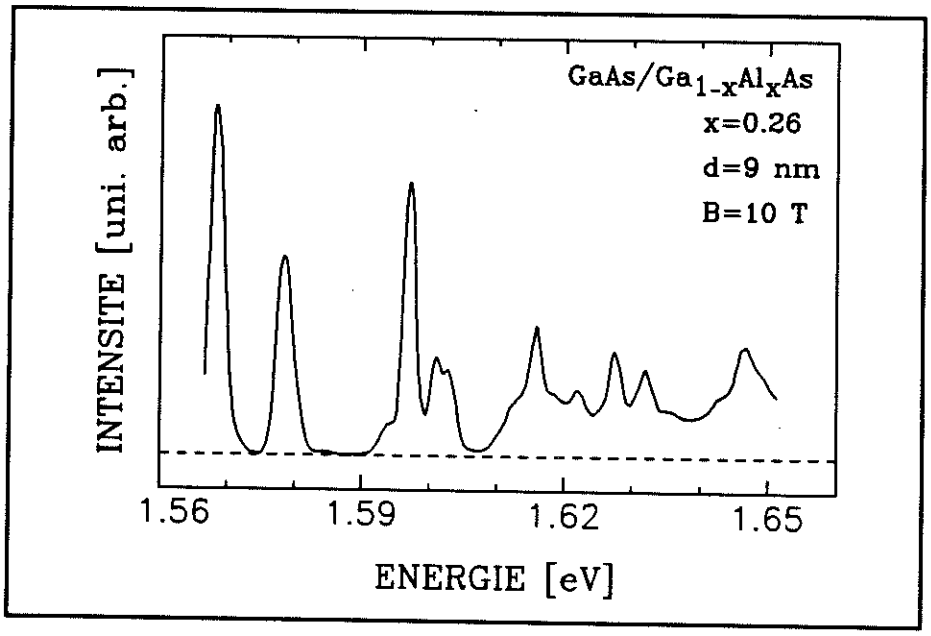

FIGURE (VIII.2). Spectre d'excitation de la photoluminescence d'un puits quantique de 9 nm de largeur mesuré a 2 K et a 10 T. L'intensité nulle entre les pics montre une densité d'état nulle entre les niveaux d'énergie.

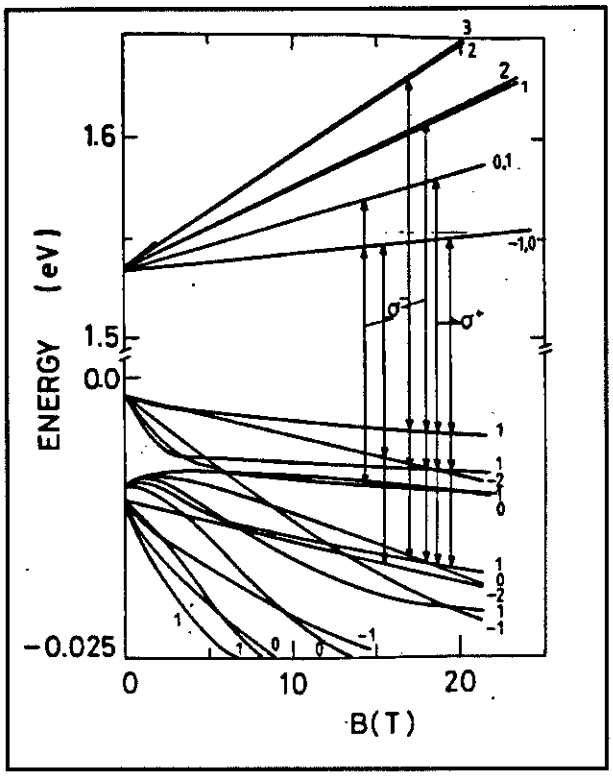

FIGURE (VIII.3). Structure de bande d'un puits quantique en fonction du champ magnétique appliqué parallèlement à l'axe de croissance de l'échantillon. Les transitions permises avec polarisation σ^+ et σ^- sont représentées.

Lorsqu'un électron est promu sur une des sous-bandes de la bande de conduction laissant un trou dans la bande de valence, l'état excité de plus basse énergie du système est l'exciton. L'interaction coulombienne entre l'électron et le trou ne permet pas, en principe, que les transitions inter-bandes soient décrites en termes d'états purs d'électron et de trou [2–4]. Ceci est également vrai en présence d'un champ magnétique. Toutefois, on suppose normalement que lorsque le champ magnétique est suffisamment intense pour que l'énergie magnétique soit beaucoup plus grande que les correction dues à l'interaction coulombienne, les transitions peuvent encore être identifiées comme des transitions inter-bandes. En réalité, une comparaison entre la théorie et les résultats expérimentaux [4,5] a montré que ceci est vrai pour les puits quantiques de GaAs pour des champs magnétiques ≥10 T. De cette façon, les transitions optiques peuvent être représentées dans deux échelles séparées, chacune caractérisée par une polarisation de l'excitation σ^+ et σ^- (figure (VIII.4)). Les niveaux d'énergie représentés sont ceux des transitions inter-bandes, corrigées par les interactions excitoniques, mais

caractérisées par des fonctions d'onde de trous (indiquées par h) et par les niveaux de Landau des électrons qui ont un indice de Landau et une orientation de spin bien définies (indiquée par les flèches). Les états excités de plus basse énergie de chaque échelle sont les deux composantes de l'exciton de trou lourd. L'état de spin électronique +1/2 est celui de plus basse énergie de l'échelle σ^+ (dorénavant appelé état A) et l'état de spin électronique -1/2 celui de l'échelle σ^- (dorénavant appelé état B). En raison de l'effet Zeeman, l'état A a une énergie plus basse que l'état B. Dans ce schéma, les fonctions d'onde des trous ne sont pas caractérisées par une orientation de spin puisque l'hypothèse que cette orientation relaxe rapidement a été utilisée. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre VI pour une analyse non quantitative du degré de polarisation de la photoluminescence d'un puits quantique non dopé, ceci peut être attribué de la même manière, uniquement aux électrons, aux trous, ou aux deux porteurs.

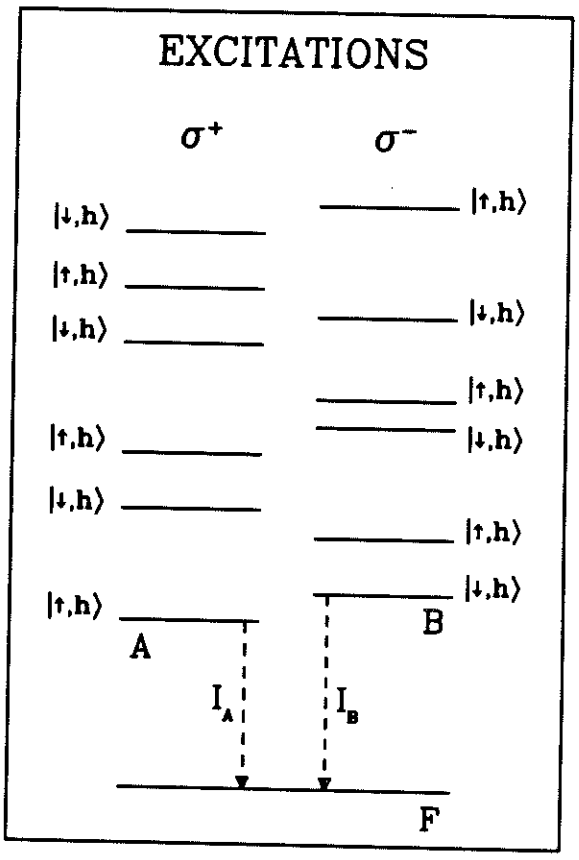

FIGURE (VIII.4). Echelles schématiques des excitations permises avec de la lumière circulairement polarisée (σ^+ et σ^-).

Lorsqu'un porteur se trouve dans un état excité, il a plusieurs possibilités. Il peut recombiner tout de suite, en émettant un photon avec la même énergie que la lumière d'excitation, ce qui est peu probable, parce que normalement le temps de recombinaison τ_r est beaucoup plus long que le temps de relaxation τ_E, ou alors il peut relaxer. Dans le processus de relaxation, comme les niveaux sont discrets et caractérisés par différentes orientations de spin, pour que le porteur finisse dans l'état A, il doit relaxer son énergie et changer ou non son moment magnétique. Si le porteur a été excité sur un état caractérisé par la même orientation de spin que l'état A, il peut relaxer son énergie et finir dans cet état sans être obligé de changer son moment magnétique. Si au contraire ce porteur est excité sur un état caractérisé par le même spin que l'état B, il peut tout d'abord relaxer jusqu'à cet état en changeant seulement son énergie et ensuite relaxer sur l'état A en changeant encore son énergie et son moment magnétique. Toutes ces possibilités dépendent évidemment des rapports entre le temps de relaxation d'énergie τ_E, le temps de relaxation de spin τ_s et le temps de recombinaison τ_r. Ainsi, si seule la luminescence de l'état A peut être détectée, la conclusion sera que τ_E et τ_s sont beaucoup plus courts que τ_r, de sorte que les porteurs photo-excités ont eu le temps de relaxer leur énergie et leur moment magnétique avant de recombiner. Si la luminescence provenant des états A et B peut être détectée, ceci impliquera que τ_s est du même ordre de grandeur que τ_r et que τ_E est beaucoup plus court que les deux, puisque, dans ce cas, les porteurs ont eu le temps de relaxer leur énergie, mais la relaxation de spin entre A et B est inhibée. Si, au contraire, plusieurs pics de luminescence sont observés, le trois temps devront être du même ordre de grandeur.

VIII.3 Champ magnétique parallèle

Les spectres de photoluminescence et d'excitation de la photoluminescence des échantillons décrits dans le chapitre précédent ont été mesurés à 2 K pour des champs magnétiques entre 0 T et 20 T. La figure (VIII.5) montre les spectres de photoluminescence de l'échantillon QW9 mesurés à 18 T pour les deux polarisation (σ^+ et σ^-) d'émission. Les pics dénommés C et D, visibles en luminescence, correspondent en fait à des transitions interdites qui sont pratiquement invisibles dans les spectres d'excitation de la luminescence, parce que leur éléments de matrice de transition sont nuls. Ils sont visibles en luminescence, malgré les probabilités de transition quasi nulle, pour la simple raison qu'ils proviennent des transitions de plus basse énergie et peuvent être peuplés avec une durée de vie très longue. Ces pics ont déjà été étudiés dans la référence [6] et ne seront pas traités dans ce mémoire. Les pics A et B correspondent à l'émission des deux composantes de

l'exciton de trou lourd et sont caractérisés par des polarisations opposées ($A \rightarrow \sigma^+$ et $B \rightarrow \sigma^-$). Ces deux pics sont visibles même lorsque l'énergie thermique (kT=0.17 meV pour T=2 K) est beaucoup plus petite que la séparation entre les états A et B (~1.5 meV pour l'échantillon QW9 à 18 T) et même lorsque la puissance du laser d'excitation est très basse (~0.1 mW/cm^2). Ainsi, la seule conclusion possible de cette observation est qu'une quantité appréciable des porteurs photo-excités qui relaxent à l'état B ne relaxent plus jusqu'à l'état A, mais recombinent directement.

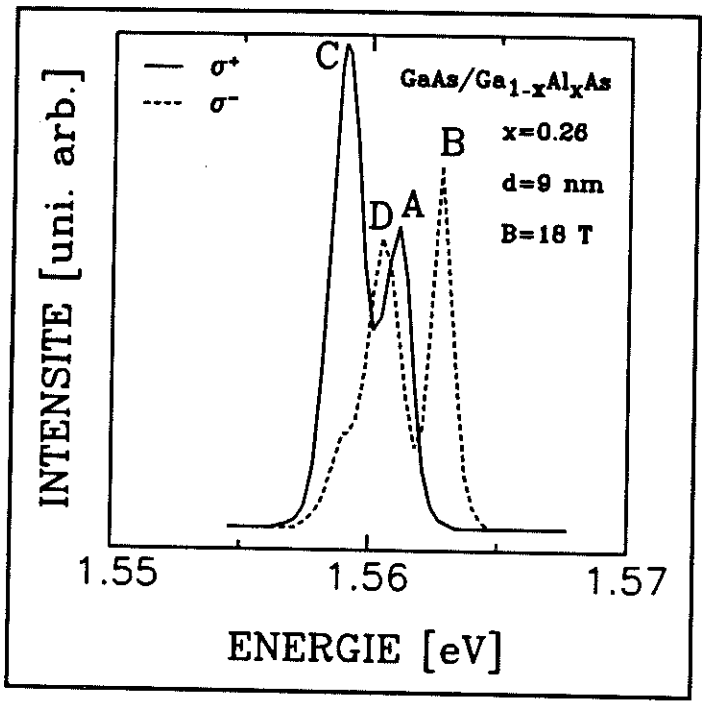

FIGURE (VIII.5). Spectres de photoluminescence de l'échantillon QW9 mesurés à 18 T pour les deux polarisations d'émission σ^+ (ligne continue) et σ^- (ligne discontinue).

Les spectres d'excitation de la photoluminescence du même échantillon sont montrés sur la figure (VIII.6) pour un champ magnétique de 14 T. Les intensités de luminescence des pics A (lignes continues) et B (lignes discontinues) sont montrées pour les deux polarisations de l'excitation (σ^+ à gauche et σ^- à droite). Le rapport entre ces intensités dépend fortement de l'énergie et de la polarisation de la lumière d'excitation. Pour une

polarisation d'excitation donnée, par exemple σ^+, les mêmes états sont excités (les mêmes positions des pics sont observées) lorsque l'intensité du pic A ou l'intensité du pic B est mesurée. De cette façon, les différences observées dans les spectres doivent être attribuées uniquement à des relaxations différentes. Ainsi, les porteurs photo-excités sur un état d'énergie E_n, relaxent préférentiellement sur une des deux composantes de plus basse énergie A ou B. Cette préférence de relaxation et la possibilité d'observer la luminescence des deux états A et B ont une propriété en commun - la conservation du spin comme on va le montrer dans la suite.

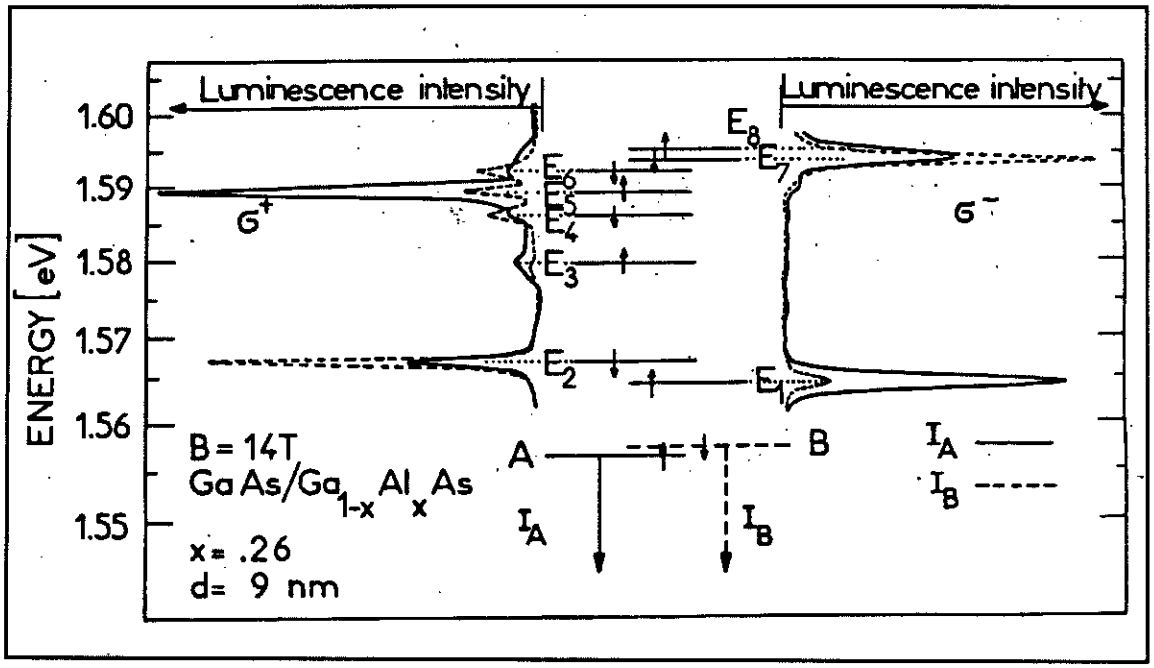

FIGURE (VIII.6). Spectres d'excitation de la photoluminescence de l'échantillon QW9 mesurés à 14 T. Les intensités de luminescence des pics A (lignes continues) et B (lignes discontinues) en fonction de l'énergie d'excitation sont montrées pour les deux polarisations de l'excitation (σ^+ à gauche et σ^- à droite).

Pour montrer que la préférence de relaxation a un rapport direct avec la conservation de spin, une comparaison entre les niveaux d'énergie obtenus théoriquement et les résultats expérimentaux est présentée sur la figure (VIII.7). Les courbes théorique ne sont évidemment pas identiques aux courbes expérimentales, principalement à cause des effets excitoniques qui ne sont pas

inclus dans le calcul, mais, de toute façon, l'accord qualitatif entre elles est suffisant pour pouvoir identifier les transitions. Ainsi, une orientation de spin peut être attribuée à chaque état excité d'énergie E_n. Cette orientation correspond à l'orientation de spin du niveau de Landau de la bande de conduction prenant part à la transition. En particulier, les pics A et B observés dans la luminescence, ont une orientation de spin opposée. Sur la figure (VIII.6), l'orientation de spin de chaque état observé dans le spectre d'excitation a été identifiée et, comme on peut l'observer, la luminescence est plus intense lorsque l'état excité possède la même orientation de spin que l'état d'émission. Ainsi, les résultats expérimentaux, avec l'aide le la théorie, montrent que l'inhibition des processus de relaxation de spin est responsable de la relaxation préférentielle d'un état excité sur l'état de plus basse énergie avec la même orientation de spin, et de la non thermalisation entre les états A et B.

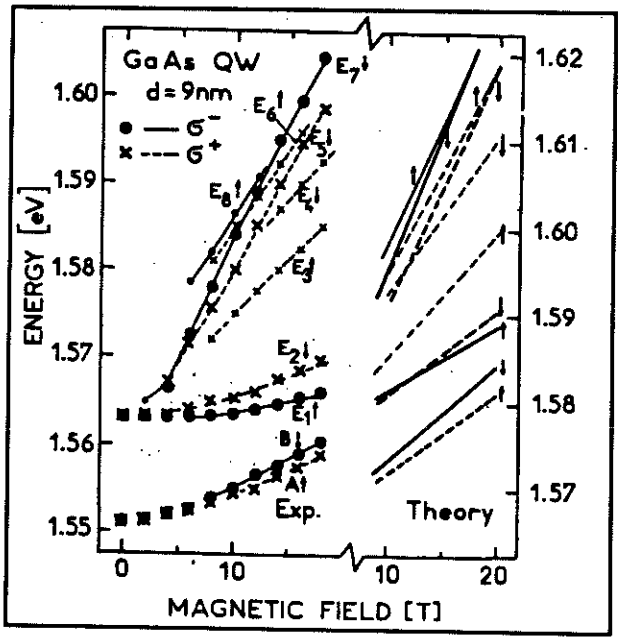

FIGURE (VIII.7). Dépendance en champ magnétique des pics dans les spectres d'excitation comparée avec les résultats théoriques obtenus pour les transitions inter-bandes en fonction du champ magnétique. L'orientation de spin des électrons est indiquée.

Une estimation des temps de relaxation prenant part au processus peut être obtenue à partir de l'analyse du rapport entre les intensités de luminescence (I_B/I_A) des pics A et B, et avec l'aide des équations de bilan de population. Une simplification du schéma de la figure (VIII.4) avec seulement quatre états est présentée sur la figure (VIII.8), où E_n représente l'état excité, A et B les deux composantes de l'exciton de trou lourd et F l'état fondamental. τ_A et τ_B sont les temps de relaxation de E_n vers A et B respectivement, τ_{sd} le temps de relaxation de B vers A, τ_{su} le temps de relaxation de A vers B et τ_r le temps de recombinaison. Comme les résultats expérimentaux qui viennent d'être présentés ont été obtenus à 2 K, et que dans ce cas l'énergie thermique est beaucoup plus petite que la séparation entre les états A et B, τ_{su} peut être considéré comme infini. Dans ce modèle, l'expression du rapport I_B/I_A s'écrit:

$$\frac{I_B}{I_A} = \frac{\left(\frac{\tau_{sd}}{\tau_r}\right)}{\left[\left(\frac{\tau_B}{\tau_A}\right)\left(1 + \frac{\tau_{sd}}{\tau_r}\right) + 1\right]} \qquad \text{(VIII.1)}$$

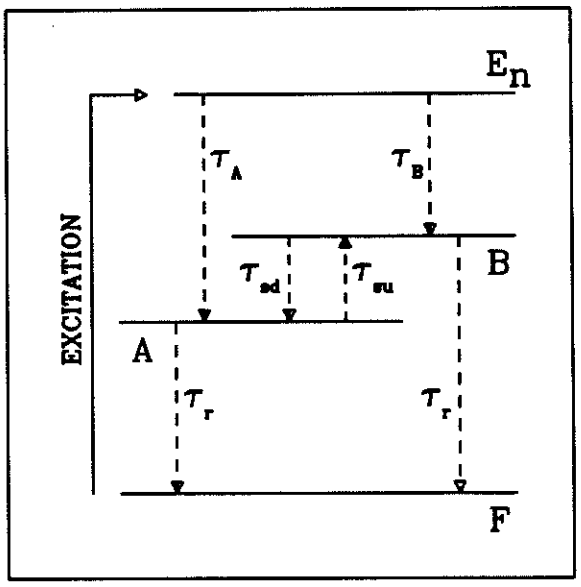

FIGURE (VIII.8). Représentation schématique des processus d'excitation, de relaxation, et de recombinaison, avec leur temps caractéristique.

Comme I_B/I_A dépend de deux rapports entre les temps de relaxation, ils ne peuvent pas être déterminés séparément. Toutefois, pour un champ magnétique fixé, cette équation est valable pour tous les états excités E_n avec différents τ_B/τ_A, mais avec le même τ_{sd}/τ_r, puisque ce rapport ne dépend pas de l'état qui a été excité. De cette façon, une limite inférieure pour τ_{sd}/τ_r est donnée par:

$$\frac{\tau_{sd}}{\tau_r} \geq \left.\frac{I_B}{I_A}\right)_{MAX} \qquad \text{(VIII.2)}$$

où $I_B/I_A)_{MAX}$ est la valeur maximale obtenue pour le rapport et le signe d'égalité est valable dans la limite $\tau_B/\tau_A=0$, c'est à dire lorsque tous les porteurs excités sur l'état E_n relaxent vers B. La figure (VIII.9) montre $I_B/I_A)_{MAX}$ en fonction du champ magnétique appliqué. Dans le domaine de faible champs magnétique (B≤6 T), $I_B/I_A)_{MAX} \approx 1$, ce qui indique que la relaxation de spin est très efficace. Pour des champs plus intenses, la relaxation de spin est inhibée de sorte que $I_B/I_A)_{MAX} \approx 1.5$ est obtenu lorsque B > 10 T. Ainsi, en utilisant l'équation (VIII.2), on obtient que le temps de relaxation d'un porteur de l'état B vers l'état A est au moins une fois et demie plus long que le temps de recombinaison, et que τ_{sd}/τ_r est indépendant du champ magnétique dans le domaine de forts champs.

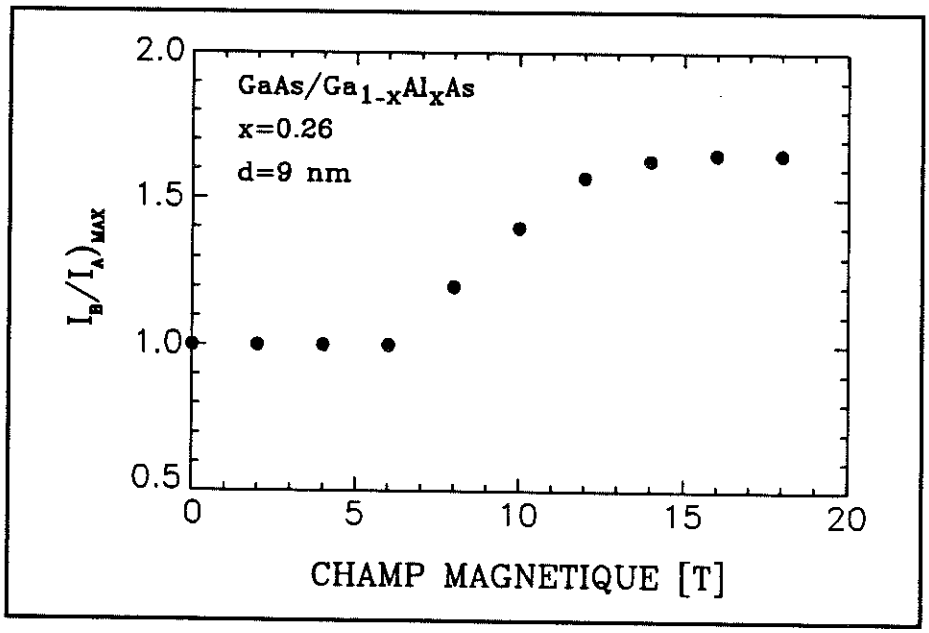

FIGURE (VIII.9). Valeur maximale du rapport entre les intensités de photoluminescence des états B et A en fonction du champ magnétique.

En utilisant la valeur limite de τ_{nl}/τ_r, on peut déterminer le rapport entre les temps de relaxation de l'état excité E_n vers les états B et A, τ_B/τ_A, pour les différents E_n. En particulier, il est intéressant d'analyser son comportement lorsque I_B/I_A est minimum, c'est à dire lorsqu'une relaxation préférentielle vers l'état A est observée (figure (VIII.10)). En augmentant le champ magnétique, τ_B/τ_A augmente rapidement, de sorte que le temps caractéristique du processus de relaxation d'énergie avec changement de spin augmente par rapport au temps caractéristique du processus de relaxation d'énergie avec conservation de spin, indiquant que la relaxation préférentielle s'accentue lorsque le champ magnétique est augmenté.

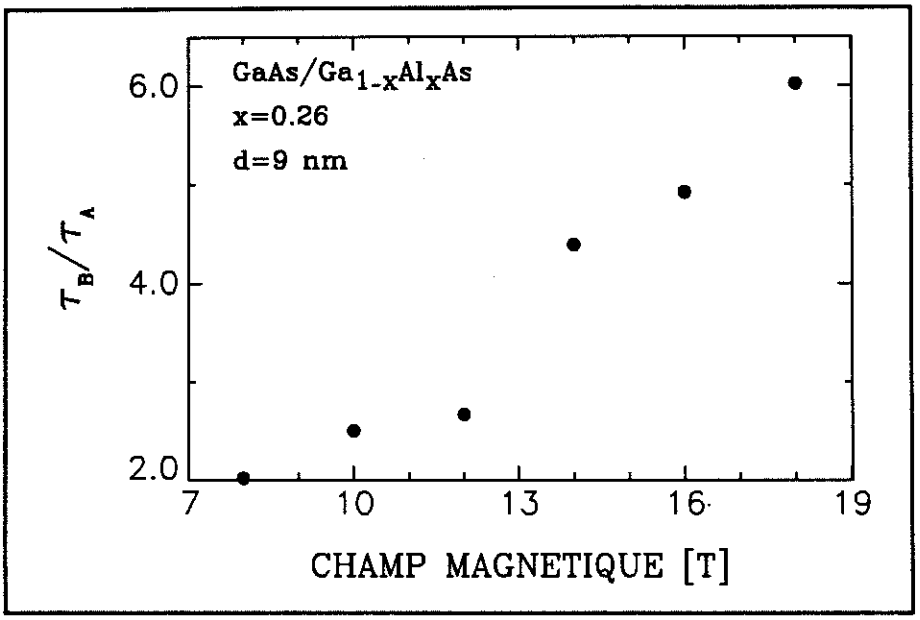

FIGURE (VIII.10). Rapport entre les temps de relaxation de l'état excité vers l'état B et de l'état excité vers l'état A en fonction du champ magnétique pour I_B/I_A minimum.

Le fait que la conservation de spin devient de plus en plus efficace à mesure que le champ magnétique augmente, indique qu'elle est le résultat du caractère discret des niveaux d'énergie du puits quantique en présence d'un champ magnétique et du fait que la densité d'état entre ces niveaux est nulle.

VIII.4 Dépendance en puissance

La dépendance du rapport entre les intensités I_B/I_A a été mesurée en fonction de la puissance d'excitation laser pour vérifier que les effets de conservation de spin ne proviennent pas de la saturation du niveau de plus basse énergie (état A). Les figures (VIII.11) et (VIII.12) montrent les valeurs de I_B/I_A lorsque l'état excité a la même orientation de spin que l'état A et que l'état B respectivement, en fonction de la puissance d'excitation pour différents valeurs de champ magnétique.

Pour un champ magnétique fixe, I_B/I_A ne dépend pas de la puissance d'excitation lorsque l'état excité a la même orientation de spin que l'état A (figure (VIII.11)). Ceci indique que même avec une puissance d'excitation de 10 W/cm^2, la dégénérescence de l'état A est encore plus grande que le nombre de porteurs photo-excités. La diminution de I_B/I_A lorsque le champ magnétique est augmenté provient du fait que la séparation en énergie entre les états A et B augmente, et que dans ce cas, le processus de conservation de spin est encore plus efficace, de sorte que la relaxation préférentielle vers l'état A augmente.

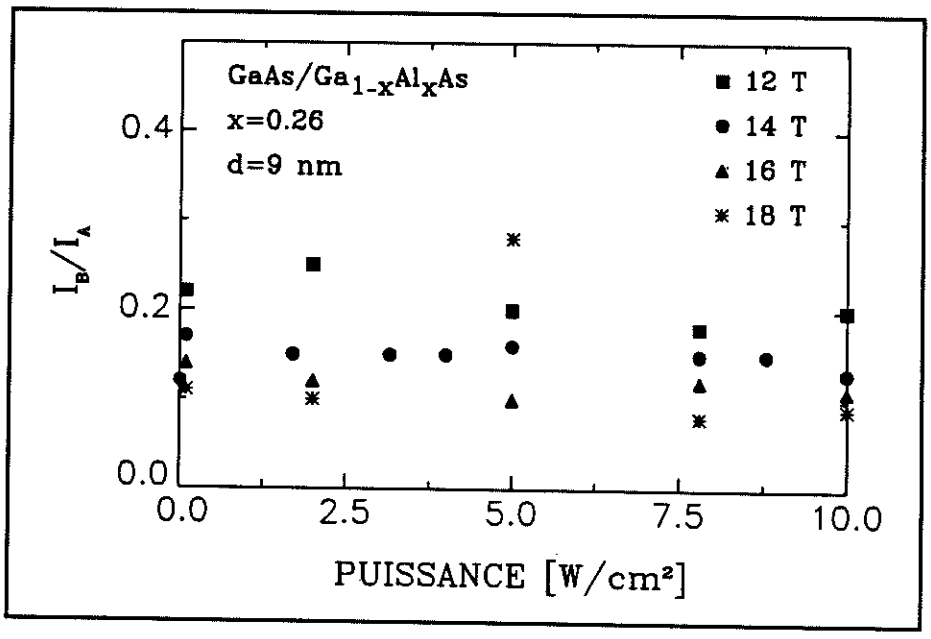

FIGURE (VIII.11). Rapport I_B/I_A en fonction de la puissance du laser d'excitation lorsque l'état excité a la même orientation de spin que l'état A.

Lorsque l'état excité a la même orientation de spin que l'état B, le

rapport I_B/I_A augmente avec la puissance d'excitation (figure (VIII.12)). Comme dans ce cas il y a une relaxation préférentielle vers l'état B, une augmentation du nombre de porteurs photo-excités produit une augmentation du nombre de porteurs qui relaxent vers cet état, augmentant ainsi le rapport I_B/I_A.

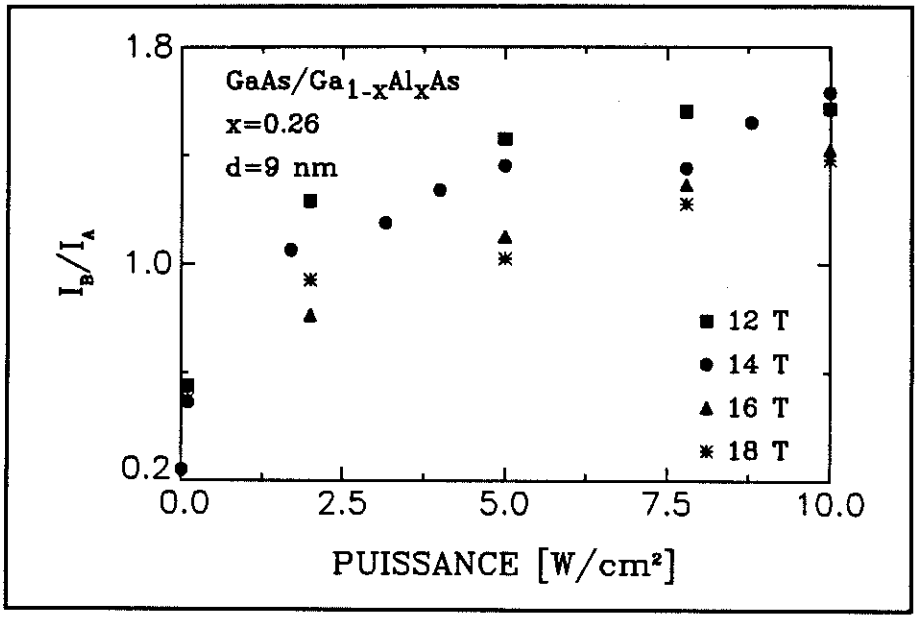

FIGURE (VIII.12). Rapport I_B/I_A en fonction de la puissance du laser d'excitation lorsque l'état excité a la même orientation de spin que l'état B.

VIII.5 Dépendance en température

Pour étudier le mécanisme qui domine la relaxation de spin dans les puits quantiques en présence d'un champ magnétique intense, le comportement du degré de polarisation de la photoluminescence a été mesuré en fonction de la température. Comme le montre la figure (VIII.13) les spectres d'excitation des pics A et B changent énormément lorsque la température de l'échantillon change. Pour une augmentation de la température, ils tendent à s'égaler, ce qui indique que le processus de relaxation de spin est plus efficace.

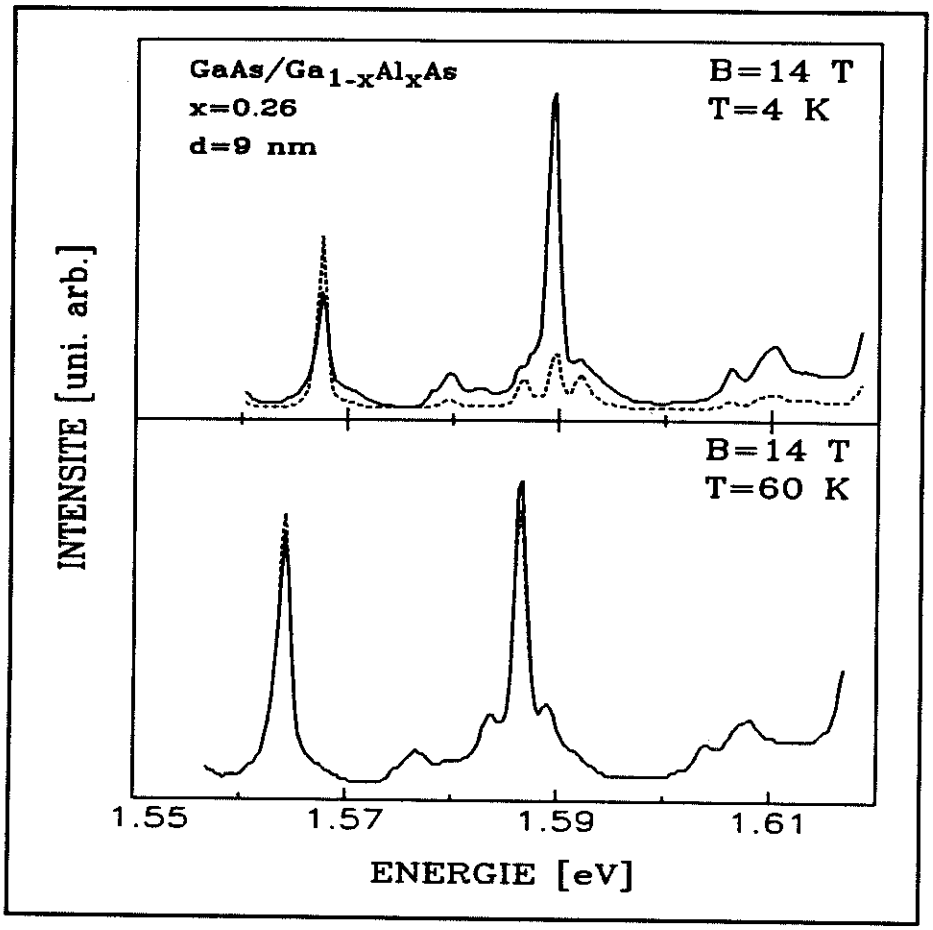

FIGURE (VIII.13). Spectres d'excitation mesurés à 4 K et à 60 K pour un champ magnétique de 14 T de l'échantillon QW9. Ligne continue - intensité de luminescence du pic A; ligne discontinue - intensité de luminescence du pic B.

Si le processus de relaxation entre les états A et B était beaucoup plus rapide que le processus de recombinaison (τ_m, $\tau_{nr} \ll \tau_r$), le rapport I_B/I_A refléterait l'occupation thermique des ces états ($I_B/I_A = e^{-\Delta E/kT}$, où $\Delta E = E_B - E_A$). Mais en réalité, les valeurs obtenues expérimentalement pour ce rapport montrent une nette déviation de ce comportement (figure (VIII.14)). Cette déviation est moins nette lorsque l'état excité a la même orientation de spin que l'état A. Toutefois, si l'état excité a la même orientation de spin que l'état B, la déviation du comportement de la distribution thermique (ligne continue dans la figure (VIII.14)) est très accentuée. Dans ce cas, à basse température, on observe une inversion de population ($I_B/I_A > 1$) à cause de la relaxation préférentielle vers l'état B. En augmentant la température, la conservation de spin devient de moins en moins efficace, de sorte qu'à une température suffisamment élevée, le rapport I_B/I_A est égal à 1.

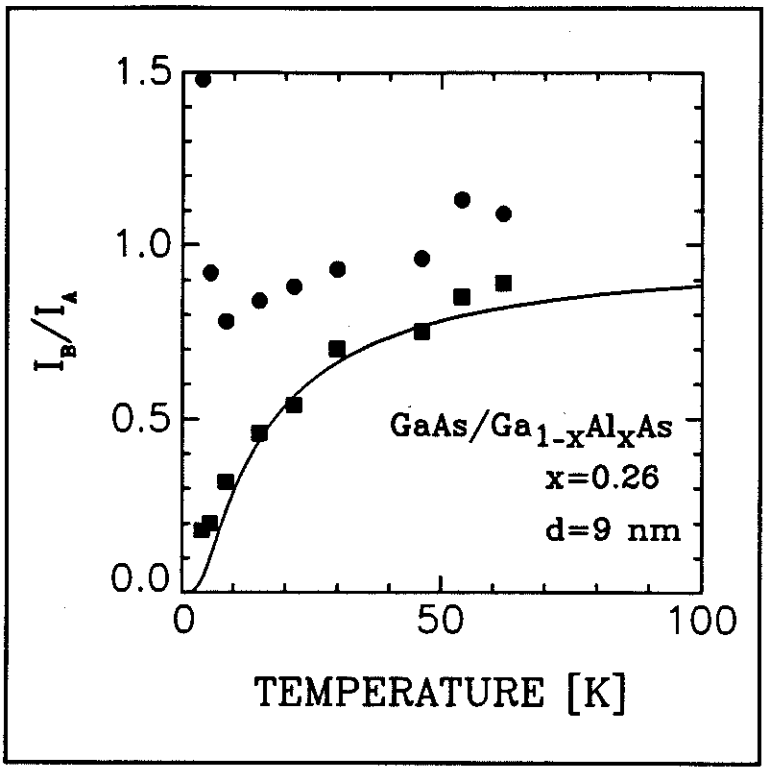

FIGURE (VIII.14). Dépendance en température du rapport I_B/I_A mesuré à 14 T lorsque l'état excité a la même orientation de spin que l'état A (■) et lorsque l'état excité a la même orientation que l'état B (●). La ligne continue montre le comportement attendu de I_B/I_A si l'équilibre thermique entre les états A et B était atteint.

De la même façon qu'auparavant, les temps caractéristiques du processus peuvent être déterminés de l'analyse du rapport I_B/I_A à l'aide des équations de bilan de population. Dans le cas présent, le temps de relaxation de l'état A vers l'état B ne peut plus être considéré comme étant infini, et ainsi le rapport I_B/I_A est donné par:

$$\frac{I_B}{I_A} = \left(\frac{\tau_{sd}}{\tau_{su}}\right) \frac{\left[\left(\frac{\tau_B}{\tau_A}\right) + \left(\frac{\tau_{su}}{\tau_r}\right) + 1\right]}{\left[\left(\frac{\tau_B}{\tau_A}\right)\left(1 + \frac{\tau_{sd}}{\tau_r}\right) + 1\right]} \qquad \text{(VIII.3)}$$

Comme le rapport entre les temps de relaxation de B vers A et de A vers B, τ_{sd}/τ_{su}, décrit normalement la tendance à établir l'équilibre thermique entre ces états, il est raisonnable que, même dans le cas où la conservation de spin

empêche cet équilibre de s'établir, τ_{sd}/τ_{su} soit égal à $e^{-\Delta E/kT}$ ($\Delta E=E_B-E_A$). Il est important de noter que l'équilibre thermique entre les deux niveaux sera toujours établi, indépendamment du temps de relaxation de spin, si il n'y a pas de recombinaison (τ_r infini). Alors, l'hypothèse que $\tau_{sd}/\tau_{su}=e^{-\Delta E/kT}$ implique que pour une durée de vie infinie de A et B, la distribution entre ces deux états est déterminée par la statistique de Boltzmann. Les écarts à cet équilibre proviennent de la compétition entre le temps de relaxation de spin et le temps de recombinaison. En utilisant ce fait et l'équation (VIII.3), une limite inférieure peut être obtenue pour τ_{sd}/τ_r:

$$\frac{\tau_{sd}}{\tau_r} \geq \left(\frac{I_B}{I_A}\right)_{MAX} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \qquad \text{(VIII.4)}$$

Comme les deux temps, τ_{sd} et τ_{su}, ont tous les deux un rapport avec le processus de relaxation entre les états A et B, un temps de relaxation total peut être défini:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_{sd}} + \frac{1}{\tau_{su}} \qquad \text{(VIII.5)}$$

de façon que si une valeur limite est connue pour τ_{sd}/τ_r, une valeur limite de τ_s/τ_r peut être aussi déterminée. Sur la figure (VIII.15), ces valeurs limites sont présentées en fonction de la température, pour différents champs magnétiques. Comme on peut voir, τ_s/τ_r est indépendant du champ magnétique et est très sensible au changement de la température. Ce rapport décroît de plus d'un ordre de grandeur lorsque la température est augmentée de 2 K à 100 K. Une analyse des valeurs obtenues donne:

$$\frac{\tau_s}{\tau_r} \propto T^{-\frac{3}{4}} \qquad \text{(VIII.6)}$$

Donc, le rapport entre le temps caractéristique d'un processus de relaxation d'énergie avec changement de spin (τ_s) et le temps caractéristique d'un processus de relaxation d'énergie avec conservation de spin (τ_r) est proportionnel à $T^{-3/4}$.

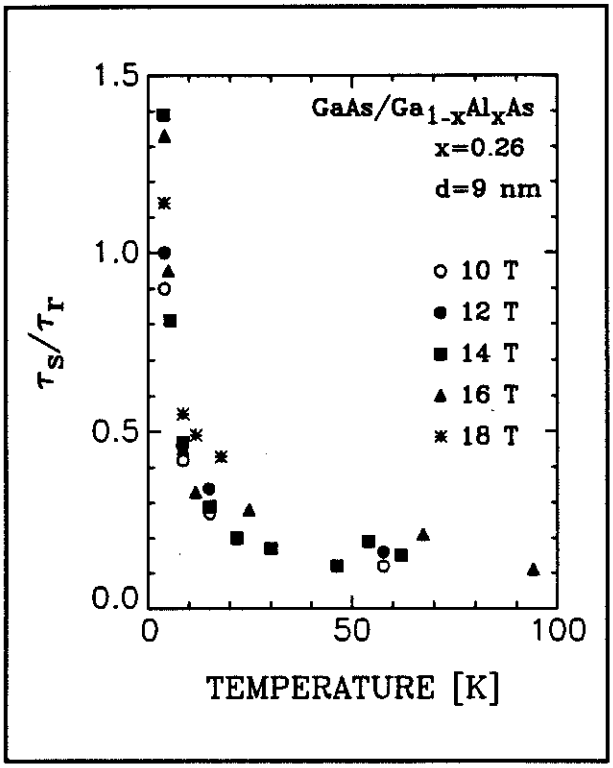

FIGURE (III.14). Rapport entre le temps de relaxation entre les états A et B et le temps de recombinaison mesuré en fonction de la température pour différentes valeurs du champ magnétique.

En utilisant les valeurs de τ_s/τ_r obtenues, le rapport entre les temps de relaxation de l'état excité vers les états B et A, τ_B/τ_A, peut être déterminé pour le cas $I_B/I_A)_{MIN}$ (figure (VIII.16)). Contrairement à τ_s/τ_r, τ_B/τ_A montre une forte dépendance en champ magnétique, mais, pour un champ magnétique fixé, on obtient le même comportement en température:

$$\frac{\tau_B}{\tau_A} \propto T^{-\frac{3}{4}} \qquad \text{(VIII.7)}$$

La forte dépendance de τ_B/τ_A avec le champ magnétique est due au fait que ce rapport dépend de l'énergie de l'état excité, et aussi que le spectre d'énergie change avec le champ. En fait, τ_s/τ_r pour $I_B/I_A)_{MAX}$ aussi bien que τ_B/τ_A pour $I_B/I_A)_{MIN}$ décrivent le rapport entre le temps caractéristique d'un processus de relaxation d'énergie avec changement de spin et le temps de relaxation d'énergie avec conservation de spin. Ainsi, il est raisonnable que les deux rapports aient le même comportement en température. Il est aussi

raisonnable de supposer, au moins dans le domaine de très basse température où les deux rapports changent drastiquement, que τ_r et τ_A ne dépendent pas de la température, et qu'alors le comportement de τ_s/τ_r et τ_B/τ_A est principalement dû à la dépendance en température du processus de relaxation de spin lui-même, et ainsi conclure que ce processus de relaxation devient de plus en plus efficace lorsque la température augmente.

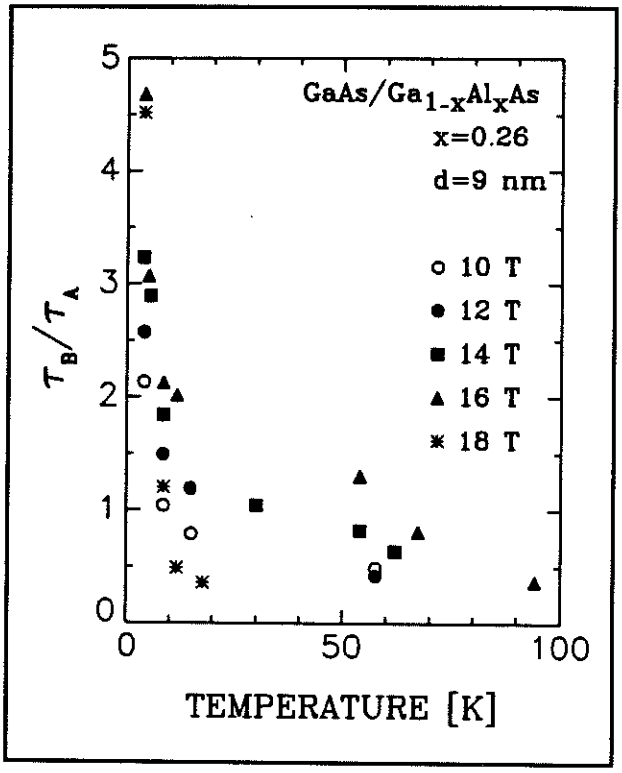

FIGURE (VIII.16). Rapport entre le temps de relaxation de l'état excité vers l'état B et le temps de relaxation du même état excité vers l'état A en fonction de la température et pour différentes valeurs du champ magnétique. Le rapport est obtenu pour I_B/I_A minimum.

L'étude de la relaxation de spin des porteurs photo-excités dans le puits quantiques en présence d'un champ magnétique est un sujet très récent. Malgré tout l'intérêt qui relève de cette situation physique unique, un modèle théorique pour décrire la dépendance en température de la relaxation de spin dans ce système n'a pas encore été développé. Ainsi, une analyse complète des

résultats expérimentaux ne peut pas être faite. Toutefois, ce problème a été beaucoup étudié pour les semiconducteurs massifs [7,8], et une comparaison entre les résultats trouvés pour ces matériaux et ceux obtenus pour le puits quantiques peut être faite. Tout d'abord, il faut tenir compte du fait que le spectre d'énergie d'un semiconducteur massif est continu, et que les bandes de trous lourds et de trous légers sont dégénérées à $k = 0$, contrairement au spectre d'un puits quantique en présence d'un champ magnétique.

Pour les semiconducteurs massifs, quatre mécanismes de relaxation de spin ont été identifiés:

(i) *l'absence de symétrie d'inversion* (ou mécanisme de D'yakonov-Perel). À cause de l'absence de symétrie d'inversion, la dégénérescence de spin de la bande de conduction est levée. Ceci peut être interprété comme un champ magnétique effectif interne d'amplitude et d'orientation qui dépendent de l'amplitude et de l'orientation du vecteur d'onde électronique k autour duquel le spin de l'électron précessera à une fréquence Ω. Ainsi, un changement de k, dû à des collisions, provoque un changement du champ magnétique interne qui, pour sa part, résulte en une relaxation de spin. Si la fréquence de précession est telle que $\Omega > 1/\tau_p$, où τ_p est le temps de changement de k, une relaxation de spin se produira. Si $\Omega < 1/\tau_p$, k change trop rapidement de sorte que le changement moyen du spin électronique est nul. En présence d'un champ magnétique appliqué, dans le schéma classique, l'électron tourne autour de l'axe du champ de façon que son k change continuellement, et ainsi, ce mécanisme de relaxation de spin doit être inefficace.

(ii) *le mécanisme Elliott-Yafet* [10,11]. L'interaction spin-orbite de la bande de valence, et l'interaction entre celle-ci et la bande de conduction, provoquent un mélange des fonctions d'onde de la bande de conduction avec orientation de spin opposée. Ainsi, un changement du vecteur d'onde de l'électron produit un changement de son orientation de spin. Pour un puits quantique en présence d'un champ magnétique, ce mécanisme est encore présent, mais sa dépendance en température doit être différente de celle trouvée pour les semiconducteurs massifs en raison du caractère bidimensionnel des fonctions d'onde.

(iii) *l'interaction hyperfine entre les électrons et les noyaux du cristal* [12]. Dans les semiconducteurs massifs, le changement de l'orientation de spin, dû à l'interaction hyperfine, est accompagné d'un petit changement de l'énergie de l'électron ($\Delta E \approx 0$). Dans un puits quantique en présence d'un champ magnétique, pour pouvoir changer le spin, un changement d'énergie ΔE égal à la séparation entre les niveaux doit aussi se produire, ce qui ne peut pas être fait seulement par l'interaction hyperfine. Ainsi, pour avoir de la relaxation de spin à travers cette interaction, deux processus sont nécessaires ce qui décroît son efficacité.

(iv) *l'interaction d'échange entre les électrons et les trous* [13]. En raison de cette interaction, un changement d'orientation de spin d'un des porteurs produit une relaxation de spin du deuxième. La différence

fondamentale pour ce mécanisme entre les semiconducteurs massifs et le système étudié est la levée de dégénérescence dans le dernier.

Pour les semiconducteurs dopés de type p, la dépendance en température de ces quatre mécanismes est donnée par [8]: (i) T^{-3}, (ii) T^{-2}, (iii) $T^{-1/2}$ et (iv) $T^{-1/2}$. En tenant compte que ces dépendances sont obtenues pour les semiconducteurs massifs, une comparaison avec les résultats obtenus pour les puits quantiques montre que la dépendance de l'interaction hyperfine et de l'interaction d'échange sont les plus proches de celle mesurée ici. La plus grande différence entre ces deux interactions [8] est due à la valeur du temps de relaxation de spin, qui est de l'ordre de la μs pour l'interaction hyperfine et de la ns pour l'interaction d'échange. Comme le temps de relaxation de spin mesuré pour les puits quantiques est de l'ordre du temps de recombinaison, et ainsi de l'ordre de la ns, ceci pourrait indiquer que le mécanisme qui domine la relaxation de spin pour les puits quantiques en présence de champs magnétiques intenses est l'interaction d'échange. Ce résultat reste cependant phénoménologique, à défaut d'une théorie directement applicable a ces systèmes.

VIII.6 Champ magnétique perpendiculaire

La polarisation de la luminescence créée par l'absorption de lumière de polarisation σ^+ et σ^- est définie normalement par rapport à la direction de propagation de la lumière. Ainsi, le moment magnétique des électrons et des trous est aligné parallèlement ou antiparallèlement à cette direction. Si le champ magnétique est appliqué selon la configuration Faraday, toutes les directions importantes, c'est à dire, la direction du champ magnétique, la direction de propagation de la lumière et l'axe de croissance du puits quantique vont être alignées, ce qui facilite la polarisation. Si le champ magnétique est appliqué selon la configuration Voigt, le moment magnétique des électrons et des trous vont essayer de s'aligner avec le champ, c'est à dire perpendiculairement à la direction de la lumière, provoquant ainsi une dépolarisation de la luminescence. Les électrons, qui ont une orientation de spin bien définie et indépendante de la quantification due au confinement, peuvent ainsi être facilement alignés avec le champ magnétique. Cet effet, couramment appelé effet Hanle [7], est normalement utilisé pour déterminer le temps de relaxation de spin et le temps de recombinaison. Pour le GaAs, et pour pratiquement tous les semiconducteurs, un champ magnétique de 0.01 T à 0.1 T est suffisant pour dépolariser complètement les électrons. Dans les puits quantiques, à cause de l'effet du confinement, le moment orbital total des trous est quantifié dans la direction de croissance de l'échantillon. Un champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'axe de croissance peut

dépolariser les trous seulement s'il peut tourner cette direction de quantification. Pour cela, l'énergie cyclotronique des trous doit être comparable à l'énergie du confinement, ce qui veut dire qu'un champ magnétique plus intense que 100 T est nécessaire.

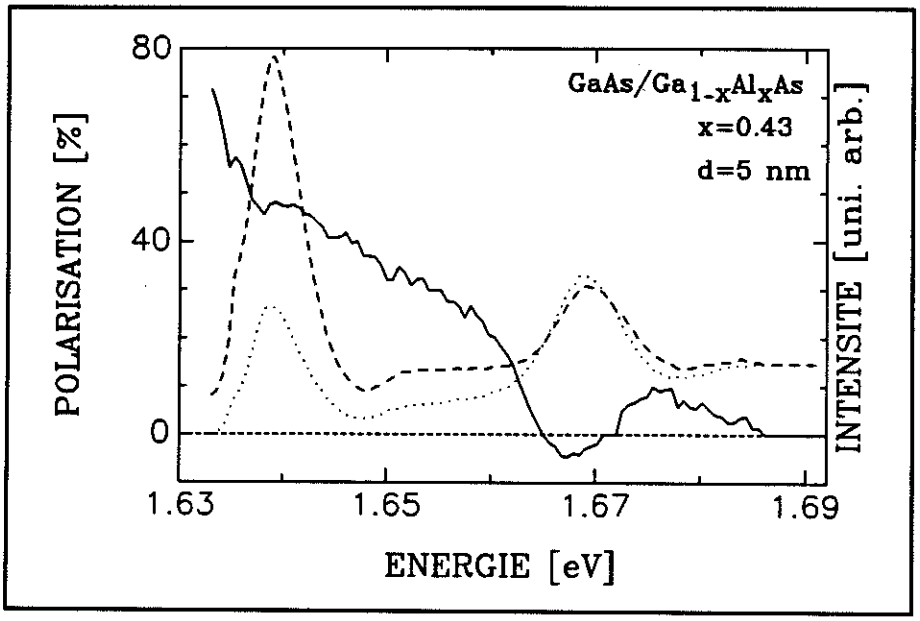

FIGURE (VIII.17). Spectre de polarisation (ligne continue) et spectres d'excitation de la photoluminescence mesurés avec une polarisation σ^+ (ligne discontinue) et σ^- (ligne pointillée) en fonction de l'énergie d'excitation.

La figure (VIII.17) montre les spectres d'excitation de la photoluminescence et le degré de polarisation obtenu en fonction de l'énergie d'excitation pour l'échantillon QW5 à champ magnétique nul. Contrairement à l'échantillon QW9, QW5 présente un degré de polarisation non nul même en absence d'un champ magnétique, lorsque l'énergie d'excitation se trouve entre E_g^* et $E_g^*+\delta$ (entre 1.635 et 1.66 eV) (voir tableau II dans le chapitre VI). Le degré de polarisation de cet échantillon, mesuré pour la luminescence de l'exciton de trou lourd en fonction d'un champ magnétique appliqué perpendiculairement à la direction de propagation de la lumière est montré sur la figure (VIII.18). La polarisation qui est de ~50% à champ nul, décroît à mesure que le champ magnétique augmente, atteignant ~25% à 10 T. À partir de ce champ, la polarisation devient constante mais sans jamais être complètement

détruite. Si seuls les électrons étaient orientés, avec les trous complètement relaxés, la luminescence devrait être complètement dépolarisée pour des champs magnétiques plus intenses que 0.1 T, comme c'est le cas pour le GaAs. Ce résultat montre clairement que le degré de polarisation obtenu à champ nul ne peut pas être entièrement expliqué par l'orientation des électrons uniquement, mais que les trous aussi doivent être orientés. La diminution du degré de polarisation en fonction du champ est due probablement au mélange entre les états de trous lourds et de trous légers provoqué par le champ magnétique. Des calculs théoriques [14] de la relation de dispersion des trous en présence d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de croissance du puits quantique ont montré que ce mélange est possible.

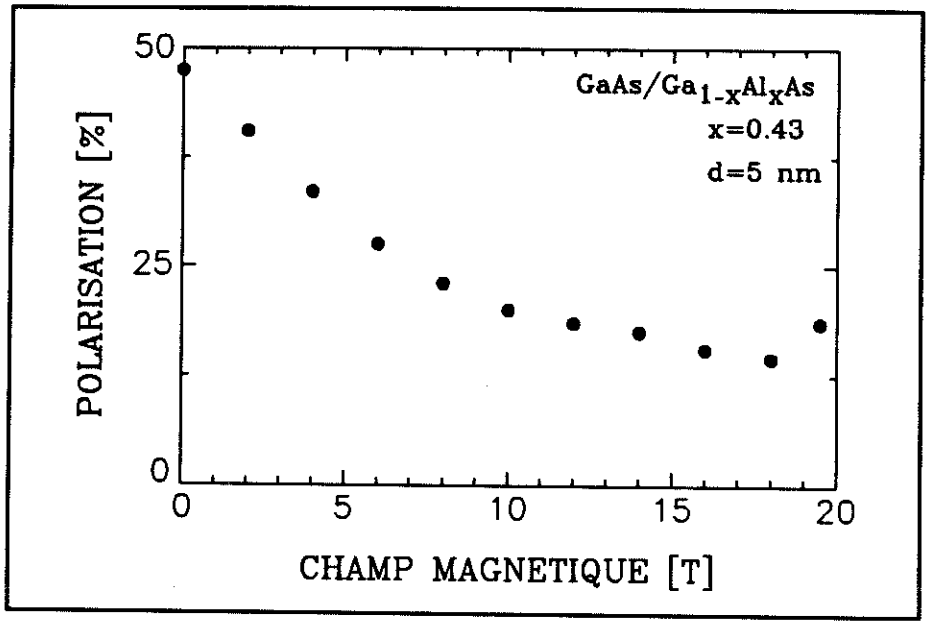

FIGURE (VIII.18). Polarisation de la luminescence mesurée pour l'exciton de trou lourd de l'échantillon QW5 en fonction d'un champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'axe de croissance du puits quantique.

VIII.7 Conclusions

Le pompage optique a été étudié dans les hétérostructures GaAs/(GaAl)As en présence d'un champ magnétique intense. Ces systèmes sont caractérisés par un spectre constitué de niveaux d'énergie discrets avec une densité d'état nulle entre eux. Ceci implique que la relaxation de l'énergie et du moment magnétique d'un porteur photo-excité ne peut plus se faire d'une manière continue. Pour cette raison, une inhibition des processus de relaxation peut être espérée.

L'inhibition de la relaxation de spin observée expérimentalement est suffisamment efficace pour qu'une inversion de population entre les deux états de plus basse énergie avec orientation de spin opposée soit observée. Cette inversion révèle l'apparition d'une relaxation préférentielle et d'une non thermalisation entre ces deux états. Ces observations montrent une étonnante analogie entre les hétérostructures en présence d'un champ magnétique et les atomes libres.

Pour mieux comprendre le processus de relaxation présent dans cette situation unique, une étude a été faite du degré de polarisation en fonction de la température pour différentes valeurs du champs magnétique. Comme une théorie directement applicable aux systèmes qui ont été étudiés ici n'est pas encore disponible, les résultats expérimentaux ont été comparés avec la dépendance en température obtenue pour les semiconducteurs massifs. De cette comparaison, il apparait que l'interaction d'échange entre les électrons et les trous est le mécanisme dominant de la relaxation de spin dans le domaine de 2 K à 100 K.

Bien qu'à travers une analyse qualitative du degré de polarisation de la photoluminescence, le processus de relaxation de spin dans le puits quantique en présence d'un champ magnétique puisse être expliqué phénoménologiquement, une analyse quantitative n'est pas encore possible. Ceci est dû principalement au fait que les orientations des électrons et des trous ne peuvent pas être déterminées séparément. Une conséquence en est que les résultats présentés ici pour le puits quantique de GaAs/(GaAl)As de 9 nm (échantillon QW9) peuvent être aussi expliqués en considérant seulement l'orientation des trous. Ceci a été fait récemment par Uenoyama et Sham [15]. Ainsi, pour mieux comprendre la relaxation de spin des électrons et des trous, une suite de ce travail serait une étude systématique des puits quantiques dopés du type n et du type p, où le degré de polarisation des ces porteurs pourrait être déterminé séparément.

Références

[1]. R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 827 (1974).

[2]. F. Ancilotto, A. Fasolino, and J. C. Maan, *Phys. Rev. B* **38**, 1788 (1988).

[3]. G. E. W. Bauer and T. Ando, *Phys. Rev. B* **37**, 3130 (1988).

[4]. S. R. E. Yang and L. J. Sham, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2598 (1987).

[5]. L. Viña, G. E. W. Bauer, M. Potemski, J. C. Maan, E. E. Mendez, and W. I. Wang, *Surface Science* **229**, 504 (1990).

[6]. M. Potemski, J. C. Maan, A. Fasolino, K. Ploog, and G. Weimann, *Surface Science* **229**, 151 (1990).

[7]. Optical Orientation, *Modern Problems in Condensed Matter Science*, eds. F. Meier and B. P. Zackarchenya, Vol. **8**, North-Holland, Amsterdam (1984).

[8]. G. Fishman and G. Lampel, *Phys. Rev. B* **16**, 820 (1977).

[9]. M. I. D'yakonov and V. I. Perel, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60**, 1954 (1971). [*Sov. Phys. JETP* **33**, 1053 (1971)].

[10]. R. J. Elliot, *Phys. Rev.* **96**, 266 (1954).

[11]. Y. Yafet, *Solid State Physics*, eds. F. Seitz and D. Turnbull, Vol. **14**, Academic Press, New York (1963).

[12]. A. W. Overhauser, *Phys. Rev.* **89**, 689 (1953).

[13]. G. L. Bir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **69**, 1382 (1975). [*Sov. Phys. JETP* **42**, 705 (1976)].

[14]. A. Fasolino, G. Platero, M. Potemski, J. C. Maan, K. Ploog, and G. Weimann, *Surface Science*, to be plublished.

[15]. T. Uenoyama and L. J. Sham, Proc. ICPS 20, eds. E. M. Anastassakis and J. D. Joannopoulos, World Scientific, Singapore (1991).

Résumé

Ce mémoire décrit dans sa première partie, les résultats de notre étude de l'influence d'une modulation temporelle (tension ac ou radiation dans l'infra-rouge lointain) sur le courant des diodes à double barrière à effet tunnel résonnant. Ces dispositifs sont normalement caractérisés par une courbe courant-tension I(V) extrêmement non-linéaire. Nous montrons que si l'énergie de la modulation est comparable aux non-linéarités de la courbe I(V) des dispositifs étudiés, la réponse théorique à cette modulation dépend de son énergie. À l'inverse, si l'énergie de la modulation est beaucoup plus petite, la réponse des dispositifs est due à la rectification classique.

Dans le domaine de basse fréquence, la réponse mesurée pour tous les échantillons étudiés montre une rectification classique. Dans l'infra-rouge lointain, pour les dispositifs de large puits quantique (60 nm et 120 nm) qui ont une courbe I(V) aux non-linéarités très accentuées, la réponse mesurée atteint le seuil de la réponse quantique. En effet, cette réponse montre un net écart à la réponse classique, bien que sa forme ne dépende pas de l'énergie de la radiation. Une réponse quantique ayant été calculée pour ces dispositifs, nous attribuons l'absence de dépendance en énergie de la réponse mesurée à la diffusion des porteurs. Cette diffusion détruit l'interaction cohérente entre la radiation et la fonction d'onde électronique de telle sorte que la dépendance en énergie est masquée.

Dans la deuxième partie de ce mémoire nous présentons une étude du pompage optique dans les puits quantiques GaAs/(GaAl)As sous champ magnétique intense. Nous étudions le processus de relaxation du spin des porteurs photo-excités à travers l'analyse du degré de polarisation de la photoluminescence. Dans les puits quantiques avec un champ magnétique appliqué parallèlement à son axe de croissance, le spectre d'énergie est complètement quantifié et est caractérisé par des états discrets séparés par des bandes d'énergie interdite de densité d'état nulle. Cette quantification inhibe la relaxation de spin de sorte que l'orientation du moment magnétique des porteurs est conservée pendant sa thermalisation dans les bandes. Pour mieux comprendre le processus de relaxation de spin, nous avons mesuré la dépendance en température du degré de polarisation. À mesure que la température augmente, le degré de polarisation s'approche de zéro, atteignant cette valeur lorsque la température dépasse 70 K. Cette température correspond à une énergie thermique beaucoup plus grande que la séparation Zeeman du niveau de plus basse énergie. Ceci montre que la décroissance du degré de polarisation n'est pas due à la simple occupation thermique des deux composantes Zeeman de l'état excité de plus basse énergie, mais qu'elle a un rapport avec la dépendance en température du temps de relaxation du spin des porteurs photo-excités. L'analyse de la dépendance en température des différents mécanismes de relaxation de spin indique que l'interaction d'échange entre les électrons et les trous est le mécanisme dominant.

REPRO CNRS

Grenoble, décembre 1991.

Impression et finition réalisées sur Rank Xerox 5090, au Service Reprographie du CNRS.