



# Table des matières

INTRODUCTION	3
<b><u>Chapitre I: Etat de l'art des lasers à semi-conducteur accordables en longueur d'onde et introduction du laser basé sur l'effet Stark quantique confiné</u></b>	<b>5</b>
<b><i>A. Domaine et type d'application des lasers accordables</i></b>	<b>5</b>
1. Domaines d'application	5
2. Mise en œuvre technologique autre qu'en tant que source et performances requises	9
3. Marché potentiel, fabricants et performances	9
<b><i>B. Principes physiques permettant d'accorder la longueur d'onde d'un laser</i></b>	<b>11</b>
1. Paramètres physiques fixant la longueur d'onde	11
2. Contrôle par l'indice de réfraction	14
3. Contrôle par la courbe de gain	15
<b><i>C. Revue des différents types de lasers accordables via l'indice de réfraction : principe de fonctionnement et performances</i></b>	<b>18</b>
1. Les lasers interférométriques	18
2. Lasers à filtrage contradirectionnel	19
a) Les lasers DBR	19
b) Les lasers DFB	21
3. Lasers à filtrage co-directionnel	24
<b><i>D. Revue des différents types de lasers accordables via une cavité étendue : principe de fonctionnement et performances</i></b>	<b>25</b>
1. Laser à cavité externe	25
2. VCSEL	26
<b><i>E. Lasers accordables basés sur l'effet Stark</i></b>	<b>28</b>
1. Mise en œuvre existante	28
2. Concept étudié dans cette thèse	29
<b><i>F. Conclusion</i></b>	<b>30</b>
<b><u>Chapitre II: Moyens utilisés et pré-requis pour démontrer le principe de fonctionnement du laser accordable par effet Stark</u></b>	<b>34</b>
<b><i>A. Matériaux utilisés</i></b>	<b>34</b>
1. Croissance et qualité des empilements réalisés	34
2. Diagramme de bande dans le système (In,Al,Ga,As)	39
3. Calcul des niveaux d'énergie	47
<b><i>B. Fabrication technologique et choix de la structure physique</i></b>	<b>47</b>
1. Choix du type de structure : "mesa" ou "ridge" ?	48
2. Etapes de fabrication lors du processus technologique	50
<b><i>C. Bancs de caractérisations</i></b>	<b>52</b>
<b><i>D. Présentation de l'effet Stark quantique confiné</i></b>	<b>55</b>

1. Aspects théoriques	55
2. Mise en évidence de l'effet Stark dans nos structures	57
3. Démonstration de la présence d'un champ piézoélectrique dans les structures (111)	58
<b>E. Effets physiques intervenant dans la distribution des porteurs dans une diode laser p-i-n</b>	<b>61</b>
1. Mise en évidence des effets contrôlant la distribution	61
2. Influences des barrières tunnels sur la distribution des porteurs	65
3. Moyen de modélisation mis en œuvre au cours de cette thèse	69
<b>F. Conclusions</b>	<b>70</b>

### **Chapitre III: Diodes électroluminescentes en polarisation directe- démonstration de l'effet Stark en dessous du seuil laser**

<b>A. Démonstration de l'application de l'effet Stark en polarisation directe</b>	<b>75</b>
1. Description des spectres prouvant la présence d'un champ de charge d'espace.	75
2. Synthèse et mise en évidence de différents régimes de fonctionnement	78
<b>B. Modélisation de la distribution des charges pour différents régimes</b>	<b>79</b>
1. Description du modèle	79
2. Interprétation des résultats expérimentaux	81
<b>C. Influence de la largeur du puits : particularités de l'effet Stark sous polarisation directe</b>	<b>83</b>
1. Comportement classique	83
2. Etude des sauts de la longueur d'onde d'émission du puits actif	85
<b>D. Influence de la hauteur et de l'épaisseur des barrières : contrôle du temps tunnel</b>	<b>92</b>
<b>E. Effet de la température sur le champ de charge d'espace</b>	<b>102</b>
<b>F. Conclusion</b>	<b>110</b>

### **Chapitre IV: Diodes laser accordables : démonstration de la variation en longueur d'onde de l'émission laser par contrôle des charges d'espace**

<b>A. Preuve de la variation de la longueur d'onde d'émission laser par effet Stark</b>	<b>112</b>
1. Spectre en régime laser de la structure 240	112
2. Preuve supplémentaire de l'influence du champ de charge d'espace: l'effet de la température	114
3. Comparaison des spectres d'émission issus de la structure 240 et de l'échantillon de référence 297	116
4. Discussion du fonctionnement multimode	120
5. Densité de courant au seuil laser	123
<b>B. Modélisation des variations de la courbe de gain d'un puits quantique soumis à un champ électrique statique</b>	<b>124</b>
1. Description du modèle	124
2. Résultats et conséquences physiques	126
<b>C. Effet de la largeur du puits actif</b>	<b>131</b>
<b>D. Effet de la température et rôle des trous légers</b>	<b>135</b>
<b>E. Variation de la longueur d'onde avec des structures 111</b>	<b>137</b>
<b>F. Conclusion</b>	<b>142</b>

ANNEXE	146
--------	-----

# Introduction

Le principal objectif de cette thèse était de démontrer un concept original permettant la réalisation d'une diode laser à puits quantique accordable en longueur d'onde mettant en œuvre l'effet Stark quantique. Ces trois années de thèse ont constitué une véritable course pour voir bouger d'au moins 2nm la longueur d'onde d'émission des diodes laser que nous avons fabriquées, en augmentant le courant d'injection. Ce manuscrit va donc s'attacher à rendre compte de la difficulté du problème posé qui réside dans son caractère multi-paramètres (taille des barrières tunnels, dimensions du puits actif, intensité du courant nécessaire, longueur de la cavité...). Il est intéressant de décrire maintenant la démarche suivie afin que cette difficulté transparaisse. Pour commencer l'étude, nous avons décidé d'un premier choix de paramètres qui s'est avéré être le plus mauvais possible. En effet nous avons choisi des puits actifs très larges, qui comme nous le verrons ne permettent pas d'accorder l'émission laser. Nous pensions avec un tel choix améliorer nos chances de succès dans la mesure où l'effet Stark quantique « classique » est d'autant plus efficace que le puits est large comme nous le verrons dans le chapitre II. Ensuite afin d'avoir la meilleure qualité spectrale possible, les diodes ont été clivées sous forme de cavités courtes qui sont, elles aussi, absolument déconseillées ainsi que le montrera le chapitre IV. Face à l'absence de résultats provenant de ces choix basés sur une première intuition, la modélisation des courbes de gain a été un élément déterminant pour comprendre les particularités liées à notre approche et faire converger l'étude vers le résultat recherché. Même une fois le premier résultat significatif atteint, la modélisation a continué d'être très utile pour identifier et comprendre les mécanismes rentrant en jeu pour faire varier la longueur d'onde d'émission.

Ce travail ne se limite pas à la démonstration d'un concept. Nous avons aussi mené une réflexion sur la place du type de laser que nous proposons face aux sources accordables commercialisées ou sur le point de l'être. En particulier nous nous sommes attachés à comprendre pourquoi ces dernières sont des composants potentiellement intéressants pour le domaine des télécommunications. Pour montrer l'originalité de notre concept nous avons décrit en détail leur fonctionnement physique. Ainsi nous avons pu déterminer les avantages de notre concept par rapport à ces sources déjà existantes. Ces considérations font l'objet du premier chapitre.

Le chapitre II s'attache à poser les fondations de notre étude, tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique. Nous y montrons les moyens que nous nous sommes donnés pour arriver à

l'objectif fixé. Ceci passe par le choix des matériaux, la mise en forme des diodes par différentes étapes technologiques adaptées à la démonstration, et des expériences de caractérisation appropriées. Comme notre principe repose essentiellement sur le diagramme de bande d'énergie de l'hétérostructure laser, les différents niveaux d'énergie et de la distribution des porteurs ont été calculés. Un tel calcul nous a permis de modéliser correctement l'effet Stark.

Dans le chapitre III, nous étudions nos diodes laser en dessous du seuil laser, c'est-à-dire lorsqu'elles se comportent comme de simples diodes électroluminescentes. Nous démontrons dans ce régime que l'effet Stark quantique confiné peut être appliqué de façon très efficace en jouant sur la distribution des porteurs de charge au sein de la structure. Le comportement spectral de l'électroluminescence, à basse température, en présence d'un champ de charge d'espace variable sous polarisation directe de la diode s'avère différent de celui observé sous polarisation inverse et sera analysé en détail. Une étude du transport à travers les barrières tunnel sera aussi effectuée au vu des résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Ce chapitre se conclura en démontrant que l'injection produit toujours un champ de charge d'espace à température ambiante

Le concept initialement proposé pour le régime d'émission laser est démontré expérimentalement dans le chapitre IV. Pour cela une grande quantité de structures, reportées dans l'annexe, avec entre autres des échantillons de référence, a été testée. L'influence de la température est aussi utilisée comme preuve que c'est le champ de charge d'espace volontairement créé qui accorde la longueur d'onde de la diode laser quand le courant d'injection est modifié. Les effets physiques limitant les variations spectrales seront discutés en nous appuyant sur la modélisation des courbes de gain que nous avons déterminées. Nous finirons ce chapitre en montrant l'intérêt de la présence d'un champ piézoélectrique dans nos structures.

## **Chapitre I: Etat de l'art des lasers à semi-conducteur accordables en longueur d'onde et introduction du laser basé sur l'effet Stark quantique confiné**

Les lasers à semi-conducteur accordables en longueur d'onde sont envisagés dans plusieurs domaines d'application, mais leur domaine privilégié est celui des télécommunications. En effet, les autres secteurs possibles pour ces sources, comme celui de la détection de gaz, semblent actuellement encore relativement fermés à de tels dispositifs. Nous resterons donc dans le cadre des télécommunications pour comparer notre dispositif aux autres technologies existantes de laser accordable. Ce dispositif a été développé pour une raison essentielle : son faible coût potentiel de production, atout crucial sur un marché de masse où un niveau de coût bas est un facteur clé de la rentabilité.

Bien que l'invention de la fibre optique dans les années 60 ouvre la voie à des porteuses de signal de nature optique, il faut seulement attendre le début des années 90 pour voir émerger une nouvelle technologie aux capacités quasi illimitées : le multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength-Division Multiplexing). Cette technologie basée sur les propriétés de la fibre optique connaît un développement croissant et devient incontournable pour les acteurs du monde des télécommunications. Le moteur de ce développement est la demande insatiable en rapidité et capacité de transmission de l'information liée au trafic Internet. Non seulement les utilisateurs connectés aux réseaux sont toujours plus nombreux, mais aussi les données échangées, telles les images ou les applications java par exemple, s'avèrent de plus en plus volumineuses comparées à la voix comme au tout début de la téléphonie fixe. Tandis que le trafic vocal augmente à un taux de 10% par an le trafic des données augmente quant à lui avec un taux de 80%. Il est prédit que les données représenteront une majorité du trafic des télécommunications [Mukh00], [Arti01]. Cette explosion de la demande en accès à l'information a poussé la technologie basée sur le câble électrique jusqu'à l'extrême limite de ses capacités, laissant pour l'instant seule la technologie WDM capable de fournir la bande passante nécessaire.

Le but de ce premier chapitre sera de comprendre dans le contexte du WDM l'engouement pour les sources dites agiles que sont les lasers accordables en longueur d'onde et de montrer le panel de possibilités scientifiques et technologiques offertes pour leur réalisation. Nous décrirons donc dans un premier temps leurs différentes applications visées pour les fournisseurs de services, ainsi que les exigences particulièrement contraignantes que doivent satisfaire ces composants. Ensuite après avoir passé en revue les différents phénomènes physiques permettant de faire varier la longueur d'onde d'émission d'une source laser, nous ferons l'état de l'art de leur concrétisation technologique. Nous comparerons les performances des différentes sources lasers ainsi obtenues. Nous finirons par une description des dispositifs utilisant l'effet Stark quantique confiné dont en particulier celui que nous proposons et avons étudié lors de cette thèse.

### ***A. Domaine et type d'application des lasers accordables***

#### **1. Domaines d'application**

La technologie WDM peut supporter la croissance exponentielle du trafic d'information grâce à l'amélioration des performances des fibres optiques et des composants optoélectroniques. En effet en 40 ans les fibres optiques ont atteint des capacités potentielles sans limite : c'est le seul media permettant d'atteindre une bande passante de l'ordre de 30 térabits par seconde, l'atténuation du signal  $\gamma$  est seulement de 0.2 dB/km, son encombrement spatial est réduit et son coût de fabrication est devenu suffisamment faible. En parallèle les composants optiques et optoélectroniques permettant la

génération, l'acheminement et la réception de cette information ont eux aussi été l'objet d'une intense recherche aboutissant à des performances techniques intéressantes, en terme de finesse de raie spectrale par exemple, et à une réduction des coûts de fabrication. Parmi ces composants les diodes lasers jouent un rôle important en tant que source du signal optique et sont même considérées comme les composant principaux des systèmes de transmission avec les amplificateurs optiques [Mesq99]. Dès que fût atteinte la maîtrise des sources à longueur d'onde fixe telles que les lasers DFB (Distributed Feedback Laser), l'intérêt pour des sources lasers à longueur d'onde variable, dites "agiles", n'a cessé de grandir dans le contexte du WDM.

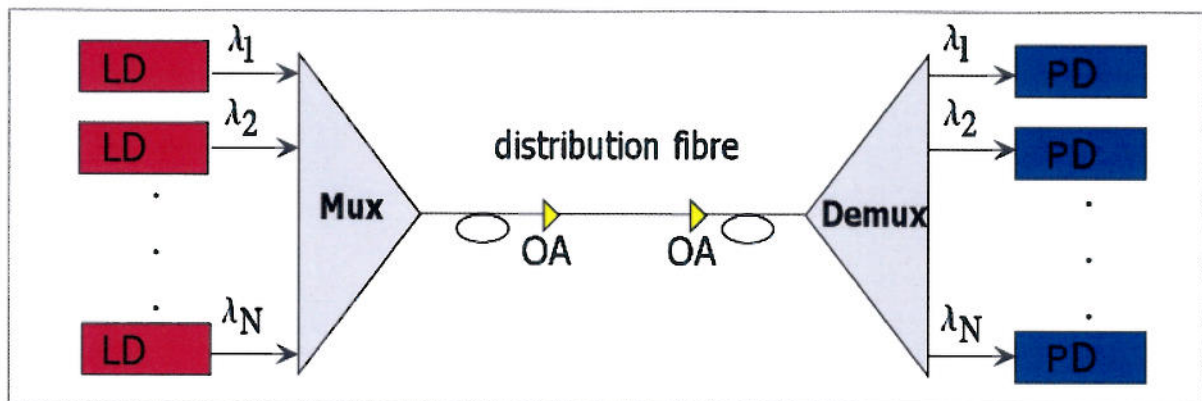


Fig.1 : topologie d'un réseau de type point à point. LD: diode laser, PD: photodétecteur, OA: amplificateur optique, Mux: multiplexeur en longueur d'onde, Demux: démultiplexeur en longueur d'onde.

La première application visée par ces sources est le remplacement des lasers DFB utilisés dans les réseaux dont la topologie est de type point à point. La figure 1 illustre cette topologie qui peut s'étendre sur plusieurs centaines de kilomètres, s'applique au transport longue distance, nécessite des vitesses très rapides et un agrégat de bande passante très haut (de l'ordre de plusieurs Térabits par seconde). Les N longueurs d'ondes émises par N sources optiques, dans la pratique des lasers DFB, sont mélangées dans une fibre pour être transportées puis séparées vers N récepteurs. Suivant la distance entre les transmetteurs et les émetteurs une amplification ou régénération optique est nécessaire. Chaque longueur d'onde des différentes sources encore appelées canal optique peut porter différents types de données (par exemple, la voix, données vidéo, paquets) à différents débits. Pour des distances de transmission supérieures à 50km le prix de la solution WDM est plus faible que celui d'une solution à plusieurs fibres [Mukh00]. Le nombre de canaux maximum actuellement sur le marché est de 64. Dans ce contexte les lasers accordables peuvent jouer le rôle de source de rechange. En effet il suffit d'accorder le laser à la longueur d'onde de n'importe quel DFB hors service. Ainsi au lieu de stocker un lot de laser DFB de rechange pour chaque longueur d'onde il suffit de quelques lasers accordables car un unique laser accordable a la capacité de remplacer chacun des DFB en cas de panne [Pane01]. En 1998, 48000 modules laser ont été vendus pour les nouveaux systèmes DWDM (Dense Wavelength-Division Multiplexing), avec une vente additionnelle de 9600 pour les pièces de rechange [Duna99]. Le marché est très compétitif donc la volonté des fournisseurs de services pour

baisser les coûts d'installation et d'opération en est d'autant plus aiguë. Garder en réserve une multitude de lasers (le prix d'un module laser s'élevait en 1998 à 11000 dollars pour un débit de 10Gb/s) accordés sur une longueur d'onde fixe pour prévenir d'éventuelles pannes est beaucoup moins avantageux que de conserver un seul laser à longueur d'onde accordable. Ceci s'avère d'autant plus vrai avec l'évolution vers des réseaux haute capacité de 160 canaux. En outre les fournisseurs de service doivent pouvoir s'adapter le plus vite possible et à moindre coût à la demande de bande passante, c'est-à-dire pouvoir activer de nouveaux canaux à la demande de l'utilisateur. Un laser accordable sur une grande plage de longueur d'onde, à savoir plusieurs dizaines de nm, permet une telle flexibilité.

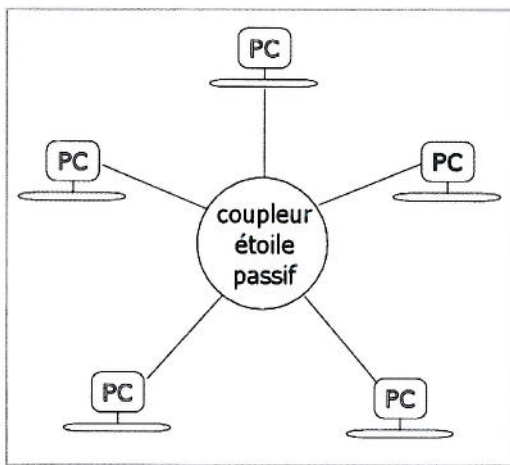


Fig.2 : réseau optique en étoile mettant en œuvre une topologie d'émission-sélection.

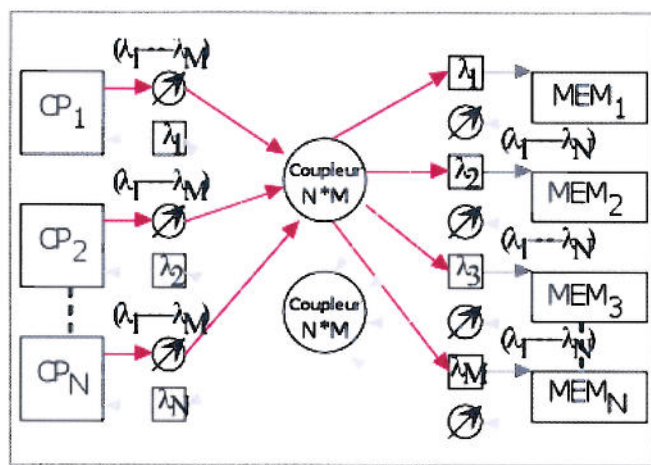


Fig.3 : exemple d'application de la topologie d'émission-sélection: le calcul parallèle. CP: processeur, MEM: mémoire.

La première application des lasers accordables où la variation de la longueur d'onde apporte une véritable fonctionnalité aux réseaux, a été démontrée dans des topologies de type « émission – sélection » (Broadcast-and-select en anglais) [Brac90]. L'approche « émission – sélection » s'applique à des réseaux locaux comprenant un nombre limité d'entrées encore appelées nœuds d'accès (typiquement limités par le nombre de longueurs d'onde qu'il est possible de multiplexer). Le principe de fonctionnement est le suivant : chaque nœud d'accès constitué d'un transmetteur (la source laser) et d'un détecteur couplé à un filtre en longueur d'onde est lié au réseau via une fibre d'entrée (connectée au détecteur) et une fibre de sortie (connectée à la source) et émet son signal à une longueur d'onde spécifique à partir de la fibre de sortie. Les flux d'information issus de chaque source sont combinés dans le milieu optique et redistribués à tous les nœuds vers les fibres réceptrices. Comme chaque transmetteur est adressé par une longueur d'onde donnée, l'accès dynamique nécessite d'accorder pour chaque nœud la longueur d'onde du récepteur, du transmetteur ou des deux à la fois. Par exemple quand un nœud A veut communiquer avec un nœud B, le laser de A s'accorde sur la longueur d'onde du filtre B ou vice versa, grâce à un protocole d'accès spécifique (le protocole d'accès doit empêcher les problèmes de contention de deux messages différents portés par la même longueur d'onde quand



les sources sont accordables). Il faut noter que certes la source laser peut être un laser accordable mais le filtre en longueur d'onde peut aussi mettre en œuvre un tel laser. Les topologies (soit en étoile soit en anneau) qui mettent en œuvre l'approche « émission – sélection » sont illustrées sur la figure 2. La figure 3 illustre l'une des premières démonstrations de l'application de lasers accordables rapides dans un réseau à topologie de type étoile pour les ordinateurs à calcul parallèle [Arthurs86]. Cette architecture établit une connexion croisée rapide via deux coupleurs en étoile permettant à chaque processeur de communiquer avec les mémoires partagées. Ainsi pour envoyer des informations à la mémoire 2 le processeur 1 accorde son transmetteur sur l'unique longueur d'onde  $\lambda_2$  détectée grâce au filtre de la mémoire.

L'autre approche où les lasers accordables peuvent jouer un rôle majeur est le réseau optique de type maillage pour le routage de l'information (« routing network »). Contrairement aux réseaux précédents il peut contenir beaucoup plus qu'une centaine de nœuds. Internet par exemple repose sur ce type de réseau. Il consiste en un tissu de commutateurs optiques ainsi que le présente la figure 4. Chaque commutateur est connecté par des fibres optiques pour former une topologie physique arbitraire. Chaque utilisateur caractérisé dans le réseau par une station d'accès est connecté à un commutateur via une fibre, pour former un nœud. Chaque nœud est équipé d'un ensemble de transmetteurs et récepteurs, les deux pouvant être accordables en longueur d'onde. Le transmetteur d'un nœud injecte les données dans le réseau tandis que le récepteur les y rapatrie. Le fonctionnement repose sur la notion de chemin optique défini comme un canal de communication tout optique entre deux nœuds quelconques du réseau (par exemple ABCD sur la figure ci-dessous). En l'absence de dispositif de conversion en longueur d'onde, un chemin optique du réseau est défini par une longueur d'onde précise. La lumière arrivant d'un port à une longueur d'onde donnée est aiguillée vers un et un seul autre port par le chemin optique (ainsi chaque chemin est adressé en longueur d'onde).

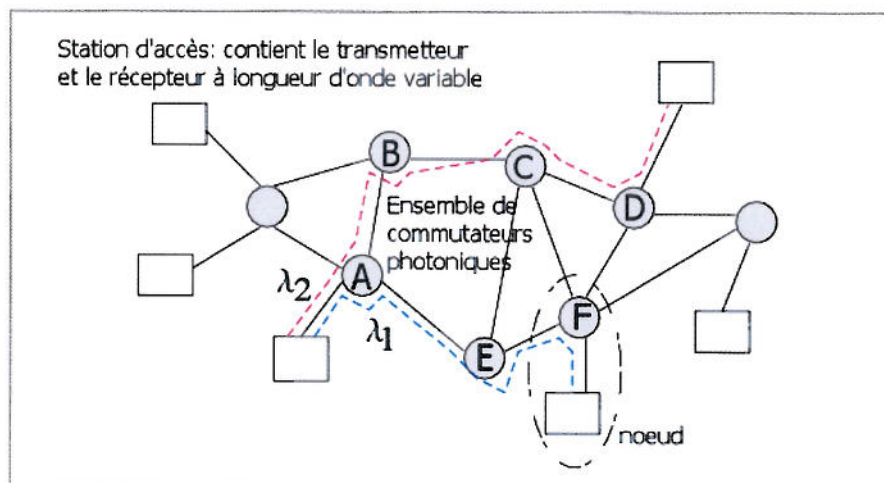


Fig.4 : réseau de type maillage.

## 2. Mise en œuvre technologique autre qu'en tant que source et performances requises

Les lasers accordables ne sont pas seulement intéressants en tant que transmetteur. En effet ils peuvent aussi intervenir au niveau des détecteurs en tant qu'oscillateur local pour constituer des filtres accordables comme le schématise la figure 5. Le signal d'entrée  $E_{\text{entrée}}(t)$  et le signal du laser  $E_{\text{local}}(t)$  sont mélangés via un coupleur et détectés de façon cohérente grâce à une photodiode. Tous les formats de modulation (modulation, amplitude et phase) sont alors possibles avec une très grande sensibilité et sélectivité. L'inconvénient principal est la complexité de la détection cohérente. La plage de variation en longueur d'onde du filtre est fixée par celle du laser.

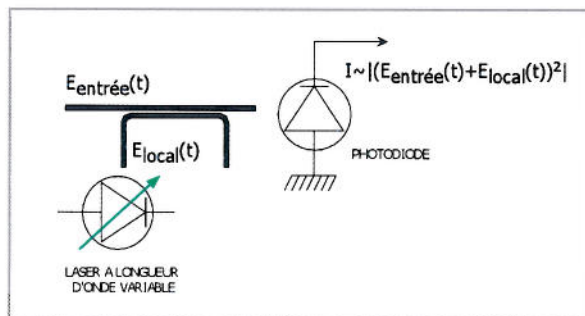


Fig.5 : filtre pour détection cohérente.

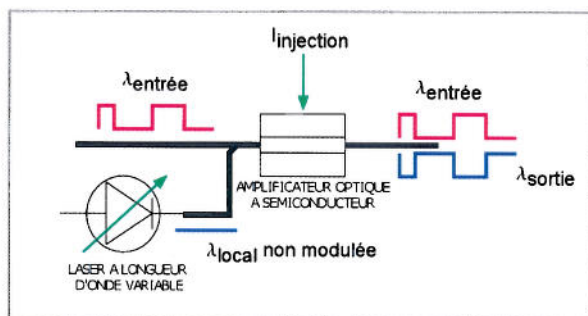


Fig.6 : convertisseur en longueur d'onde tout optique.

Le convertisseur de longueur d'onde tout optique comprenant un amplificateur optique à semi-conducteur est un autre composant mettant en œuvre un laser accordable. La figure 6 montre qu'il est composé d'un tel laser délivrant un signal local non modulé dans le temps, d'un amplificateur à semi-conducteur fonctionnant en régime de saturation du gain et d'un filtre permettant d'éliminer le signal d'entrée à la sortie du convertisseur. L'amplificateur optique mélange le signal d'entrée à une certaine longueur d'onde  $\lambda_{\text{entrée}}$  et le signal de longueur d'onde  $\lambda_{\text{local}}$  délivré par le laser accordable. A chaque instant où le signal d'entrée sera non nul, une déplétion des porteurs aura lieu dans l'amplificateur empêchant l'amplification du signal local. En sortie le signal local sera donc modulé dans le temps de façon complémentaire par rapport au signal d'entrée. De cette manière l'information est passée d'une longueur d'onde à une autre. Ce dispositif permet d'atteindre des vitesses de commutation de 40Gb/s car le temps caractéristique de commutation est lié au temps de recombinaison stimulée. C'est l'un des candidats les plus prometteurs pour la commutation de paquets [Mase96], [Chan01].

## 3. Marché potentiel, fabricants et performances

Il est prédit comme le montre la figure 7 que le marché des lasers télécoms s'élèvera à 8.8 milliards de dollars en 2005 et que les lasers accordables en longueur d'onde représenteront 26% de ce marché [Jand01]. A l'heure actuelle le marché des lasers accordables est seulement au stade des balbutiements. A terme toutes les sources fixes seront remplacées par des sources accordables.

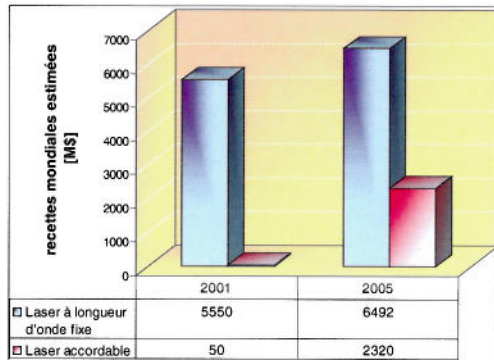


Fig.7 : prévision du marché des lasers à longueur d'onde fixe et variable extraite de [Jand01].

Vendeur	Technologie	Marchés		
		Réseau d'accès	Réseau métropolitain	Réseau longue distance
ADC(Altitun)	GCSR	?	oui	?
Bandwidth 9	VCSEL/MEMS	oui	non	non
Nortel(Coretek)	VCSEL/MEMS	?	non	oui
Iolon	ECL	non	non	oui
New Focus	ECL	non	non	oui
Agility	SG-DBR	?	oui	oui

Tableau I : marchés visés par les lasers accordables selon leur type de technologie.

Ce qui limite aujourd'hui l'entrée sur le marché des différentes solutions proposées est la robustesse, la fiabilité à long terme et le coût de fabrication. Les performances des différentes solutions proposées s'avèrent en effet bonnes mais seulement dans l'environnement du laboratoire. Avant de décrire plus en détail les différentes solutions technologiques existantes il est intéressant de voir leur place respective dans le monde des télécommunications optiques. Le CIR (Communications Industry Researchers) [Huff01] pronostique que les réseaux longues distances, qui peuvent supporter un surcoût substantiel lié au composant, utiliseront d'abord des sources DFB accordables avant de passer dans le long terme à des lasers DBR (Distributed Bragg Reflector) et ECL (External Cavity Laser) qui offrent une plus grande puissance de sortie et une plus grande plage de variation en longueur d'onde. Le marché métropolitain du fait de sa grande taille est le plus convoité par les fabricants de lasers accordables. C'est surtout ici que le prix de ces sources doit approcher celui des sources à longueur d'onde fixe pour être rentable. En outre, contrairement aux réseaux longues distances la puissance en sortie du laser n'est plus un facteur aussi contraignant. Selon le CIR les technologies les mieux adaptées à l'environnement métropolitain sont les lasers DFB parce que cette technologie est déjà éprouvée et les VCSELs parce qu'ils sont intrinsèquement à faible coût. Certes si on cite d'autres sources telles les données issues d'Agility Communications Inc. [Fish 01], l'intérêt des lasers DFB disparaît et l'avenir réside dans les lasers SG-DBR comme le montre le tableau I. Si on détermine l'ensemble des lasers accordables présent sur le marché mondial selon les différents fabricants comme le montre le tableau II, on s'aperçoit de la grande diversité des solutions proposées (les abréviations incorporées dans ce tableau seront explicitées plus loin). Toutes ces solutions doivent satisfaire des performances très contraignantes qui sont résumées dans le tableau III, en utilisant les informations trouvées dans [Delor98] et [Dhar01].

Vendeur	Technologie	performances				Statut
		plage de variation	puissance	vitesse	fabrication	
ADC(Altiton)*	GCSR		1mW			société
Bandwidth 9	VCSEL/MEMS	>35nm	0.5mW	~1ms	difficile	société
Nortel(Coretek)*	VCSEL/MEMS	64nm	>10mW	~1ms	difficile	société
Iolon	ECL/MEMS	40nm	20mW	?	difficile	start-up
New Focus	ECL	37nm	20mW	?	difficile	société
Agility	SG-DBR	72nm	>10mW	<10ns	modérée	start-up
Marconi Optical components	SG-DBR	37nm	10mW	<10ns	modérée	société
Alcatel optronic	DFB	3.2nm	?	~1ms	facile	filiale d'Alcatel
JDS Uniphase corp.	DBR	12nm	10mW	<10ns	facile	société
Multiplex Inc.	DBR	10nm	?	<10ns	facile	start-up
Lucent Technologies Inc.	DBR	32 longueurs d'ondes	?	<10ns	facile	société
Alcatel S.A.	DBR	15nm	20mW	<10ns	facile	société
NTT Electronics Corp. (NEL)	SSG-DBR	>35nm	1mW	<10ns	difficile	société

Tableau II : lasers accordables proposés sur le marché mondial.

La source accordable que nous proposons est robuste et bon marché par principe. Son accordabilité est de l'ordre de celle des lasers DFB. On peut donc penser que son application potentielle pourrait suivre la même stratégie que celle des lasers DFB accordables. Cependant son état de développement est un handicap car elle en est toujours au stade de la recherche alors que toutes les autres solutions viables pour les télécommunications sont déjà en phase de certification.

Principales spécifications requises	
Critère d'opération monomode longitudinal	Taux de suppression de mode: <b>&gt;30dB</b>
	modulation d'intensité: <b>Gb/s</b>
	Temps de commutation : <b>ns (or ms selon application)</b>
Critère d'accord en longueur d'onde	Plage de variation: <b>&gt;30nm (EDFA)</b>
	Stabilité des canaux
	Espacement en longueur d'onde: <b>50-100Ghz</b>
	Largeur de raie: <b>30MHz</b>
Critère de production de masse	Continu ou quasi-continu
	Simplicité de fabrication + faible coût de production
	Simplicité d'opération et de caractérisation (faible nombre de courant de contrôle)

Tableau III : cahier des charges des lasers accordables pour les télécommunications.

## B. Principes physiques permettant d'accorder la longueur d'onde d'un laser

### 1. Paramètres physiques fixant la longueur d'onde

Un laser est un système constitué d'une zone active fournissant du gain au champ électromagnétique créé par émission spontanée, d'une cavité optique confinant ce champ et éventuellement de sections passives. Pour les lasers à semi-conducteur, schématisés sur la figure 8, le gain est obtenu par injection de courant sur une longueur  $L_a$  et la cavité optique est le plus fréquemment réalisée par deux miroirs respectivement de coefficient de réflexion  $r_1$  et  $r_2$  et de phase  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ . Ces miroirs génèrent la rétroaction nécessaire pour que le champ électromagnétique se propageant dans la zone active et dans les zones passives de longueur  $L_{p1}$  et  $L_{p2}$  rentre en résonance. Pour maximiser l'interaction entre les photons stimulés et la zone de gain, cette dernière est insérée

dans un guide optique qui confine transversalement les modes électromagnétiques dans le voisinage de la zone active.

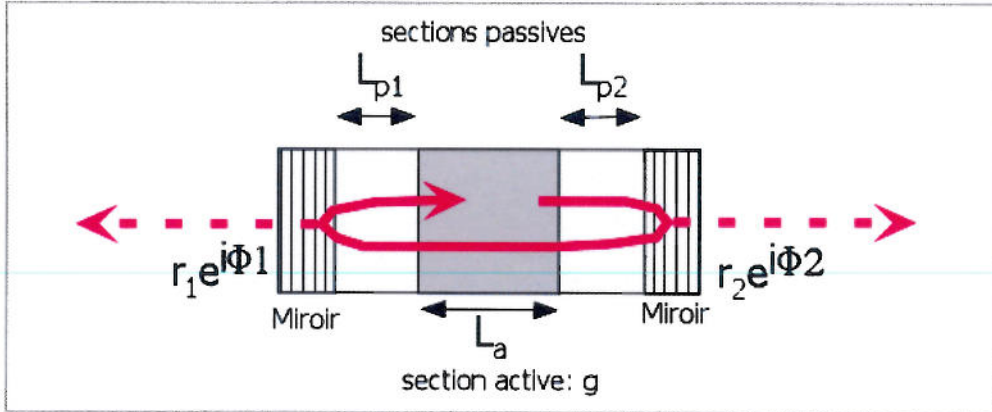


Fig.8 : représentation schématique d'un laser à semi-conducteur.  $L_a$  et  $L_{pi}$ : longueurs respectives des zones actives, et passives,  $r_i$  et  $\Phi_i$ : amplitudes et phases des miroirs de la cavité.

Afin de déterminer la condition que doit remplir ce système pour rentrer en résonance et émettre de la lumière stimulée, il suffit de calculer le coefficient de transmission du champ électromagnétique dans le cadre de la théorie de la diffusion. La divergence du coefficient de transmission fixe la condition de résonance. Le coefficient de transmission étant complexe, il s'ensuit deux équations à satisfaire. Elles sont écrites sur la figure 9 sous la forme d'un système S. L'une stipule que le gain modal doit être égal aux pertes de la cavité et l'autre que le déphasage global subi par le champ électromagnétique lors d'un aller-retour à l'intérieur de la cavité doit s'annuler modulo  $2\pi$ . Ces deux conditions fixent la longueur d'onde d'émission  $\lambda_s$  du laser. Le modèle simple présenté ci-dessus ne permet pas de traiter les aspects temporels et multimode, mais dans un premier temps il est suffisant pour mettre en évidence les paramètres importants à contrôler afin d'accorder la longueur d'onde d'un laser.

$$\underbrace{\Gamma_{xy}(\lambda_s)}_{\text{gain}} \underbrace{g_{\text{seuil}}(\lambda_s)}_{\text{gain}} L_a = \underbrace{\alpha_{ia}(\lambda_s)}_{\text{pertes}} L_a + \underbrace{\alpha_{ip}(\lambda_s)}_{\text{pertes}} L_p + \ln\left(\frac{1}{r_1(\lambda_s)r_2(\lambda_s)}\right) \quad (1a)$$

$$-\frac{2\pi \bar{n}_a(\lambda_s)}{\lambda_s} L_a - \frac{2\pi \bar{n}_p(\lambda_s)}{\lambda_s} L_p + \frac{\phi_1(\lambda_s)}{2} + \frac{\phi_2(\lambda_s)}{2} = m \times \pi \quad (1b)$$

propagation
miroirs

Fig.9 : système d'équations (S) qui détermine la longueur d'onde d'émission laser. (1a) équation d'équilibre entre le gain et les pertes,  $\lambda_s$  longueur d'onde d'émission au seuil laser,  $g_{\text{seuil}}$ : gain au seuil laser,  $\alpha_{ia}$  et  $\alpha_{ip}$  pertes des zones actives et passives,  $\Gamma_{xy}$ : recouvrement du mode optique sur la zone de gain, (1b) condition sur le déphasage,  $n_a$  et  $n_p$ : indices effectifs des zones actives et passives,  $m$ : nombre entier.

Comme  $\lambda_s$  est solution du système S ci-dessus, changer  $\lambda_s$  revient à modifier les fonctions de S dépendant de ce paramètre. Dans un premier temps nous allons supposer que seuls le gain et l'indice effectif du guide optique dépendent de façon significative de  $\lambda_s$ . Il est alors possible de se placer dans deux cas extrêmes : soit c'est la relation entre le gain et les pertes qui fixe la longueur d'onde d'émission soit c'est celle sur la phase. Le premier cas est illustré figure 10. Il s'applique pour des cavités relativement longues où peut s'établir un ensemble de modes optiques très resserrés et dont la longueur d'onde est définie par la condition sur la phase. Dans ce cas il y aura toujours un mode dont la longueur d'onde sera « suffisamment proche » (si on se fixe comme résolution le dixième de nanomètre par exemple) du maximum de la courbe de gain, permettant de dire que  $\lambda_s$  sera approximativement égal au maximum de la courbe de gain. Ainsi en effectuant une translation de la courbe de gain ou en modifiant sa forme, la longueur d'onde d'émission peut être modifiée. A l'opposé on peut se placer dans le cas illustré figure 11 où l'espacement entre modes est supérieur à la largeur de la courbe de gain. Par exemple la cavité laser peut être de longueur  $L_{\text{cavité}}$  égale à la longueur d'onde d'émission du laser. Un décalage de la courbe de gain provoquera alors la disparition de l'émission laser que l'on peut obtenir de nouveau en augmentant le courant (si la courbe de gain à saturation est suffisamment large et si le gain n'était pas déjà saturé avant le décalage) mais toujours à la même longueur d'onde, à savoir celle du mode de cavité différente de la longueur d'onde au maximum de la courbe de gain. Dans ce cas, le seul moyen (excepté saut de la courbe de gain vers un autre mode) de faire varier la longueur d'onde est de modifier la relation 2 dans S en faisant varier l'indice.

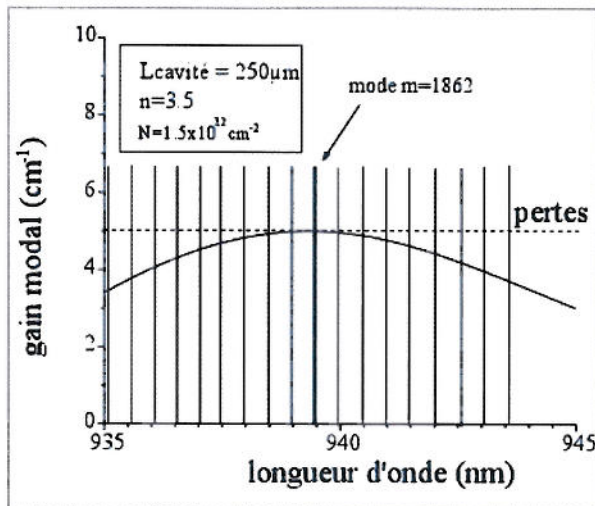


Fig.10 : courbe de gain modal en fonction de la longueur d'onde pour un puits quantique d'InGaAs incorporé dans une cavité de longueur  $L_{\text{cavité}}=250\mu\text{m}$ . Les pertes (intrinsèques +miroir) sont fixées à  $5\text{cm}^{-1}$ .

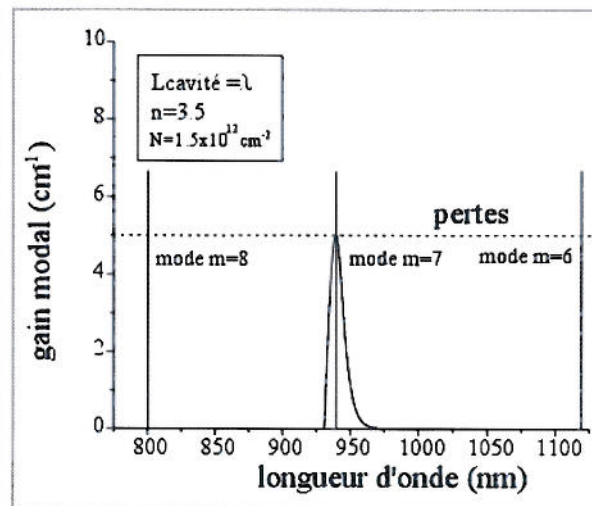


Fig.11 : même courbe de gain que sur la figure 10 mais associée à une micro cavité de longueur une longueur d'onde.

Le cas de la figure 10 peut se ramener à celui de la figure 11 si une partie de la cavité joue le rôle de filtre. Cette partie peut par exemple être un miroir à réseau de Bragg. Dans ce cas un seul mode

émet et le réglage en longueur d'onde s'effectue en faisant varier la longueur d'onde de résonance du filtre. La longueur d'onde de résonance du filtre dépend pour une grande classe de lasers accordables de l'indice de réfraction.

## 2. Contrôle par l'indice de réfraction

Les lasers pour les télécommunications sont conçus (comme nous le verrons plus loin) de telle sorte qu'un seul mode guidé de la cavité s'impose en intensité. Une façon couramment utilisée pour faire varier ce mode en longueur d'onde consiste à changer l'indice de réfraction vue par ce dernier soit au niveau de la zone active soit dans d'autres parties du guide optique. Changer l'indice revient à modifier la seconde relation du système S présenté en figure 9. Pratiquement la méthode la plus usitée et la plus rapide consiste à modifier l'intensité du courant passant par la région du dispositif concernée. Cette région sera forcément différente de la région active car en première approximation la densité de porteurs est gelée dans la zone active en régime laser (tout porteur arrivant dans la zone active tombe dans le mode laser). Trois effets rentrent alors en jeu comme illustré sur la figure 12(a) : le remplissage de bande, le rétrécissement du gap, l'absorption des porteurs libres. La figure 12(b) représente la variation  $\Delta n$  de l'indice en fonction de l'énergie pour différentes concentrations de porteurs et résulte d'un calcul prenant en compte les trois effets mentionnés précédemment dans le cas de l'InP [Benn90]. On peut constater que la variation de l'indice est la plus importante au niveau du gap, cependant en pratique ce n'est pas cette zone qui est utilisée car l'absorption causerait de fortes pertes optiques. La longueur d'onde de l'émission laser sera plutôt inférieure en énergie au gap du matériau dont l'indice est changé.

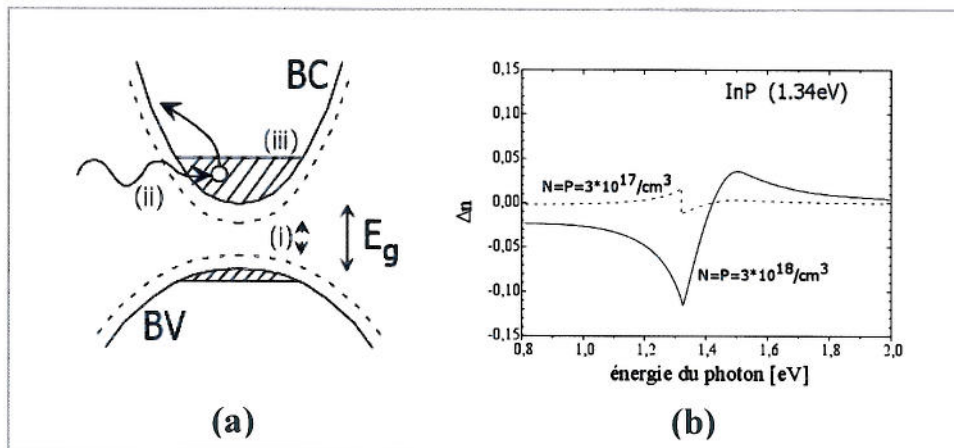


Fig.12 : **a)** mécanismes physiques changeant l'indice quand le nombre de porteurs augmente : (i) rétrécissement du gap (ii) absorption par les porteurs libres (iii) remplissage de bande. **b)** calcul théorique de la variation de l'indice de l'InP massif en fonction de l'énergie des photons pour différentes concentrations d'électrons  $N$  et de trous  $P$ .

Dans la pratique le mode laser est sensible à l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  du guide dans lequel il se propage. Par un calcul de perturbation on peut relier la variation de l'indice effectif du guide, liée à une augmentation du nombre de porteurs, avec celle de l'indice du matériau au cœur du guide

[Webe94]. La relation (2) obtenue fait aussi intervenir la variation du recouvrement optique de façon non négligeable. Pour un guide typique représenté sur la figure 13, l'ordre de grandeur de la variation relative maximale de l'indice effectif est de 1% pour des variations de densité de courant de l'ordre de  $30\text{A/cm}^2$ . Si la zone active est un puits quantique incorporé dans la zone centrale du guide, la variation de l'indice effectif quand le nombre de porteurs augmente dépend de la variation du gain (du fait de la relation de Kramers-Krönig liant les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité du milieu actif). On peut avoir une idée de l'effet d'une variation du gain sur l'indice de la zone active à partir du coefficient de renforcement de largeur de raie  $\alpha$  qui est généralement compris entre 0 et 10. En effet comme  $\alpha \propto (\partial n / \partial N) \times (\partial g / \partial N)^{-1}$  avec  $n$  l'indice,  $g$  le gain et  $N$  la densité de porteurs, il est possible de modifier via  $\alpha$  l'indice effectif en changeant l'allure de la courbe de gain (par exemple par effet Stark). Cependant les variations de l'indice effectif ainsi obtenues sont limitées par le recouvrement du mode optique sur la zone active qui est inférieur à 10% dans le cas d'un puits quantique.

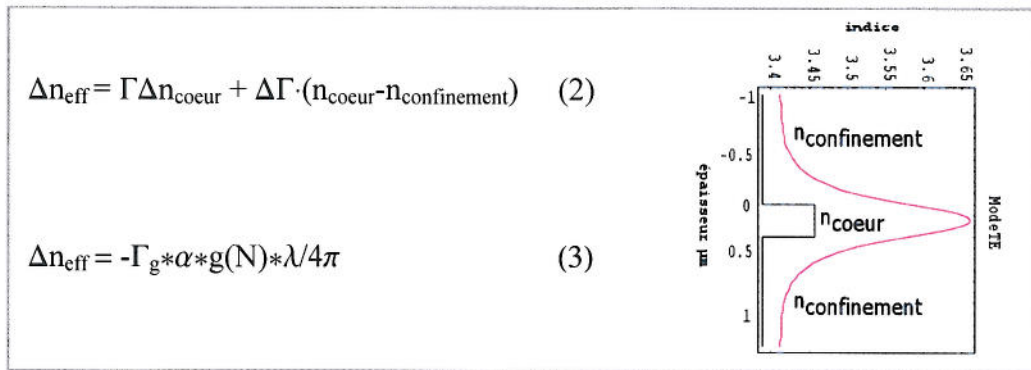


Fig.13 : expression de la variation de l'indice effectif du guide: (2) sans tenir compte de la zone active, (3) en prenant seulement en compte la zone active.  $\Gamma$  et  $\Gamma_g$ : recouvrements du mode optique respectivement sur le cœur du guide et sur la zone de gain,  $\alpha$ : facteur de renforcement de raie,  $g(N)$ : gain pour la densité de porteurs  $N$ ,  $\lambda$ : longueur d'onde d'émission. La représentation du guide définit les différents indices.  $\Delta X$  signifie variation de  $X$ .

### 3. Contrôle par la courbe de gain

Pour un laser à faces clivées, la longueur d'onde au pic du spectre de puissance en sortie du composant est déterminée par la position spectrale du pic de la courbe de gain (c'est-à-dire le graphe du gain en fonction de la longueur d'onde). Une variation en longueur d'onde du maximum de la courbe de gain permet donc d'accorder le laser. Pour un matériau massif l'allure de la courbe de gain dépend essentiellement du nombre de porteurs, du gap, de la température, des éléments de matrice de transition et dans une moindre mesure pour ce qui nous intéresse ici des masses effectives et de la durée de vie des états (élargissement homogène). Dans le cas d'un puits quantique elle dépend en outre des niveaux confinés.

Pour atteindre le seuil laser il faut augmenter le courant d'injection. Quand le nombre de porteurs augmente dans la zone active, il y a remplissage des états d'énergie dans la bande de conduction et la bande de valence. Par conséquent comme le montre la figure 14 le maximum de la



courbe de gain se décale vers les courtes longueurs d'onde et la valeur du gain augmente pour tous les états au-dessus du gap. Ce processus s'opère tant que le maximum de la courbe de gain est inférieur aux pertes, c'est-à-dire tant que la relation (1a) n'est pas satisfaite. En effet dans le cadre de la théorie linéaire, les lasers à semi-conducteur ont une courbe de gain homogène (tous les états mis en jeu sont très fortement couplés), donc quand le seuil est atteint toute la courbe de gain est figée car chaque porteur additionnel "tombe" dans le mode laser. Ceci nécessite que le temps de relaxation des porteurs en excès par rapport au seuil soit beaucoup plus rapide que la durée de vie de la polarisation du milieu actif qui est de l'ordre de grandeur de la picoseconde. Dans la pratique les porteurs relaxent sur une échelle de temps beaucoup plus courte que le temps de déclin de la polarisation. Donc pour des courants supérieurs à celui du seuil, les bandes d'énergie ne peuvent plus être remplies. La conclusion essentielle est alors qu'en régime laser pour un milieu à courbe de gain homogène, le maximum de la courbe de gain ne peut pas être accordé en longueur d'onde par simple variation du nombre de porteurs via le courant d'injection. On dit qu'il y a gel de la courbe de gain et des porteurs dans la zone active.

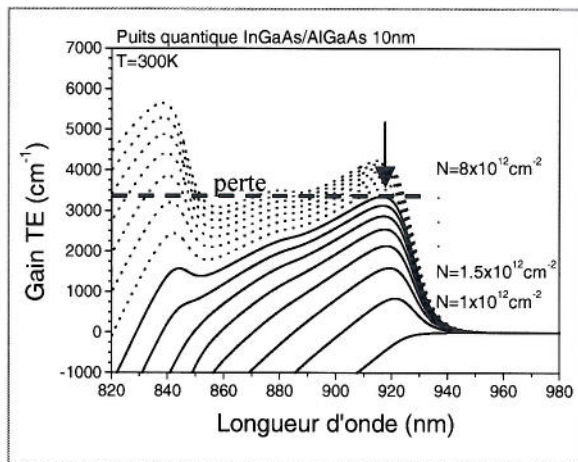


Fig.14 : variation à  $T=300K$  de la courbe de gain TE d'un nombre de porteurs  $N=1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  à  $N=8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  avec un pas de  $0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  pour un puits quantique d' $\text{In}_{10\%}\text{Ga}_{90\%}\text{As}/\text{Al}_{30\%}\text{Ga}_{70\%}\text{As}$  d'épaisseur 10nm. La flèche indique la position de la longueur d'onde d'émission pour le niveau de pertes représenté par la droite discontinue.

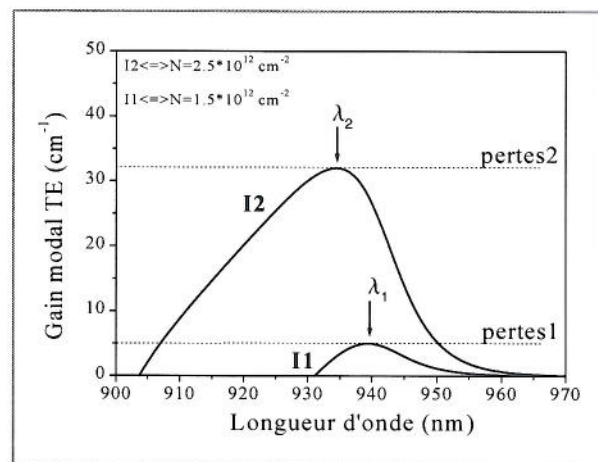


Fig.15 : influence des pertes sur la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_i$ .

Une façon de pallier le gel de la courbe de gain est de changer le niveau des pertes. En effet les pertes optiques fixent le nombre de porteurs dans la zone active au seuil laser ainsi que le montre la flèche sur la figure 14. Or le nombre de porteurs au seuil fixe le maximum de la courbe de gain. Il suffit donc de moduler les pertes de la cavité pour faire varier la longueur d'onde d'émission laser comme le montre la figure 15. Pour faire varier les pertes par unité de longueur subies par les modes qui se propagent, une possibilité consiste à changer la longueur de la cavité. En effet, les pertes par

unité de longueur liées aux miroirs sont d'autant plus importantes par rapport au gain que la cavité optique est courte.

Un autre moyen de contrecarrer le gel de la courbe de gain de la zone active est de rendre celle-ci inhomogène. Il est par exemple possible de former la zone active avec deux puits quantiques asymétriques séparés par une barrière épaisse ou haute de façon à découpler ces puits [Ike89] [Shim91] [Ike92]. La courbe de gain totale est la somme des courbes de gain individuelles des deux puits. Le puits appelé P1 possédant le niveau le plus bas en énergie atteint le seuil laser en premier à une longueur d'onde  $\lambda_1$  pour un courant  $J_1$ , entraînant un gel des porteurs dans ce puits. Si les puits sont placés de telle sorte que les trous (porteurs les moins mobiles) passent par le puits P2 de plus haute énergie avant de tomber dans P1, ces derniers peuvent continuer à s'accumuler dans P2 bien que le seuil ait été atteint dans P1 (la concentration d'électrons est homogène entre les deux puits). Donc quand le courant augmente au delà de  $J_1$  le gain associé au puits P2 augmente et le régime laser va être obtenu pour un certain courant  $J_2$  et à une longueur d'onde  $\lambda_2$  différente de  $\lambda_1$ . L'interaction entre les photons stimulés émis par P2 et les porteurs "gelés" dans P1 provoque un surplus d'émission stimulée dans P1 donc il y a une perte des porteurs émettant à  $\lambda_1$  jusqu'à perte de l'émission laser à cette longueur d'onde tandis que l'émission laser provenant de P2 continue à augmenter. En rendant la courbe de gain inhomogène (en découplant fortement les états d'énergie) il est donc possible d'effectuer de la commutation en longueur d'onde en régime laser.

Un autre moyen simple pour changer la longueur d'onde est de modifier la température. En effet la température modifie le gap du matériau et de façon identique toutes les énergies des états, donc elle permet de décaler en bloc la courbe de gain vers les grandes longueurs d'onde quand elle augmente. Les échanges thermiques étant des phénomènes lents, la vitesse de variation sera cependant lente (de l'ordre de grandeur de la microseconde).

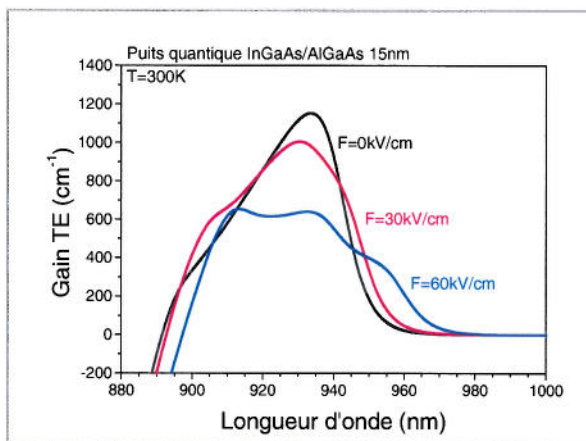


Fig.16 : effet d'un champ électrique sur la courbe de gain pour un puits quantique d' $\text{In}_{10\%}\text{Ga}_{90\%}\text{As}/\text{Al}_{30\%}\text{Ga}_{70\%}\text{As}$  d'épaisseur 15nm pour une densité des porteurs fixe de  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

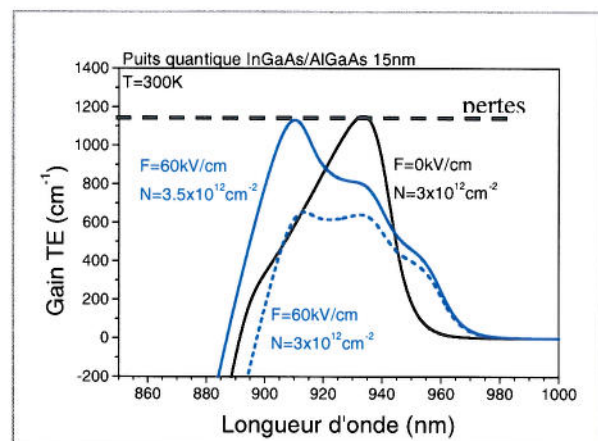


Fig.17 : illustration de la quantité de porteurs à rajouter dans la zone active lorsqu'un champ électrique est appliqué perpendiculairement à un puits quantique d' $\text{In}_{10\%}\text{Ga}_{90\%}\text{As}/\text{Al}_{30\%}\text{Ga}_{70\%}\text{As}$  d'épaisseur 15nm.

La figure 16 illustre l'effet de l'application d'un champ électrique perpendiculaire à un puits quantique sur la courbe de gain de ce dernier. Ce champ change par effet Stark quantique confiné non seulement les niveaux d'énergie dans la zone active mais aussi les forces d'oscillateur. Dans ce cas il y aura donc en plus d'une translation selon les longueurs d'onde, une déformation de la forme de la courbe de gain. Pour le même nombre de porteurs, plus le champ électrique est intense plus la courbe de gain s'écrase, et donc plus le gain maximum diminue alors que les pertes restent inchangées. Si le nombre de porteurs reste inchangé et correspond à la valeur juste au seuil, le champ électrique entraîne seulement une extinction du laser. La figure 17 montre que dans le cas d'un puits InGaAs/AlGaAs de 15nm il faut augmenter les porteurs de  $0.5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$  pour que la condition (1a) soit à nouveau satisfaite (c'est-à-dire que le gain compense les pertes) si un champ de 60kV/cm est appliqué et si la concentration de porteurs au seuil avant interaction avec le champ est de  $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ . Il y a deux manières possibles pour obtenir ce surplus nécessaire de porteurs à l'émission laser, la plus simple étant d'augmenter le courant d'injection. L'autre approche suppose que le courant d'injection avant application du champ électrique est nettement supérieur au courant de seuil. Alors un grand flux de porteurs tombant directement dans le mode laser est potentiellement réutilisable pour atteindre de nouveau le seuil quand le champ électrique est appliqué. Dans cette mesure il peut y avoir variation de la longueur d'onde sans sortir du régime laser.

### C. Revue des différents types de lasers accordables via l'indice de réfraction : principe de fonctionnement et performances

#### 1. Les lasers interférométriques

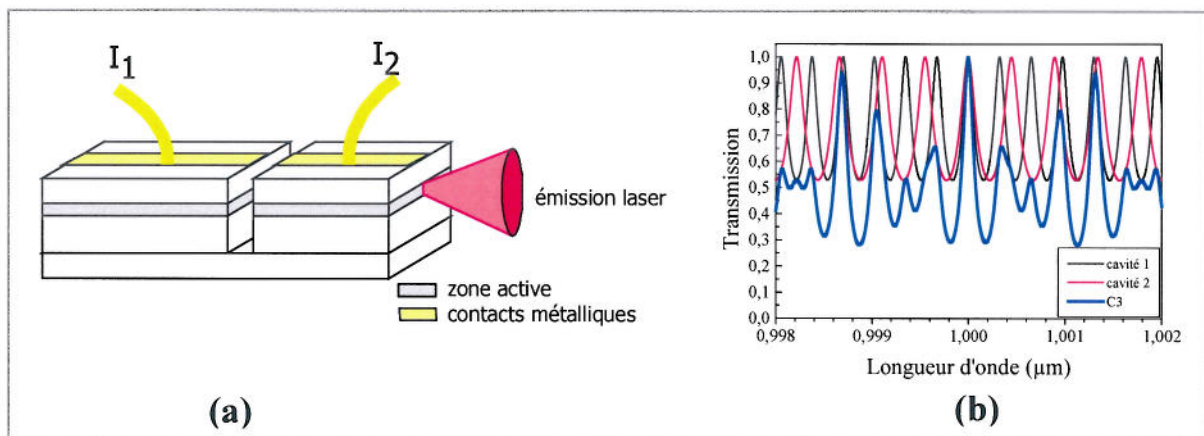


Fig.18 : (a) représentation d'un laser C3. (b) description de l'effet Vernier.

Les lasers interférométriques ont fait partie des toutes premières sources compactes accordables en longueur d'onde avec le célèbre C3 (Coupled Cleaved Cavity) [Tsang83] illustré sur la figure 18(a). Le dispositif est constitué de deux cavités optiques couplées de longueurs différentes. La différence de longueur implique un espacement légèrement différent entre les deux peignes de modes

Fabry Péroit associés respectivement aux deux cavités comme le montre la figure 18(b). Quand le couplage est suffisant, c'est-à-dire quand les cavités clivées sont suffisamment proches, la longueur d'onde des modes principaux de la cavité totale correspond à celle des modes des deux cavités distinctes qui se recouvrent complètement. Ce couplage permet donc de favoriser le fonctionnement monomode en diminuant la transmission des modes adjacents. En outre une légère variation de l'indice d'une des cavités, induite par le courant d'injection de celle-ci, modifie la paire de modes qui se recouvrent. Par effet Vernier le décalage, illustré sur la figure 18(b), est beaucoup plus grand que la variation en longueur d'onde produite sur les modes de la cavité contrôlée.

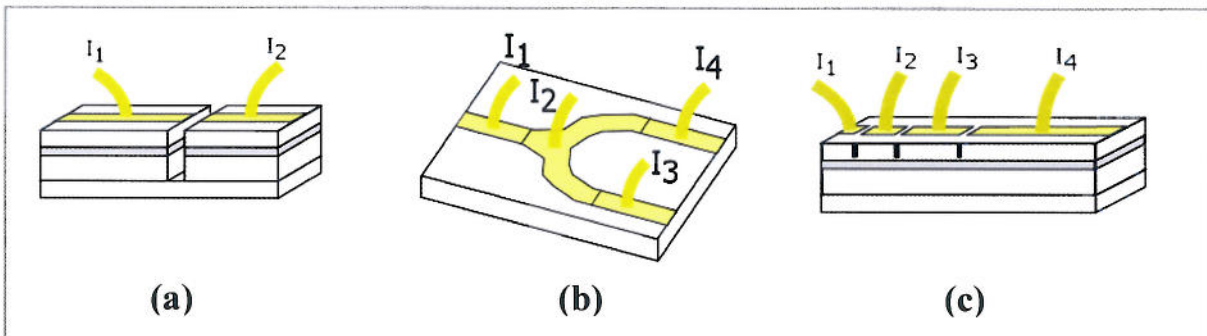


Fig.19 : représentation schématique de différents types de lasers interférométriques accordables en longueur d'onde. (a) C3, (b) Y, (c) 4 sections FP réalisées par introduction de défauts.

Il y a différents moyens de mettre en œuvre le principe précédemment décrit, comme ceux dessinés sur la figure 19. Le tableau IV rapporte quelques données récentes sur les performances de ces lasers interférométriques. Les principaux désavantages sont le nombre élevé de courants de contrôle et les instabilités.

Lasers interférométriques	dénomination	Référence	Plage de variation [nm]	Taux de suppression de mode	Temps de commutation [ns]	largeur de raie	Puissance de sortie [mW]	Variation de puissance de sortie [dB]
	C3 (@970nm)	[Suru00]	16	?	?	<10GHz	12	<3
	Y	[Shill93]	51	20	0,5	?	10	<3
	4 sections FP	[Ponn01]	15-20	>30	?	400KHz	>5	?

Tableau IV : performances des lasers interférométriques accordables en longueur d'onde.

## 2. Lasers à filtrage contradictirectionnel

### a) Les lasers DBR

Les lasers à semi-conducteur clivés ont un fort caractère multimode longitudinal à cause de la longueur de la cavité et de la largeur de la courbe de gain. La nécessité de contrôler les modes longitudinaux a donné naissance entre autres aux lasers à miroir de Bragg distribué, nommés couramment DBR (Distributed Bragg Reflector). Ils sont monolithiques et constitués essentiellement de trois sections : une zone de gain, une zone de filtrage et une zone réglant la phase du mode. Comme le montre la figure 20(a), chacune de ces sections est contrôlée par un courant. La zone de filtrage

constituée d'un réseau gravé à l'interface de la zone de confinement optique et de la zone de confinement des porteurs, est équivalente à un miroir de Bragg d'amplitude  $r_B$  et de phase  $\Phi_B$ . Un exemple du coefficient de réflexion, de la phase de ce miroir ainsi que de l'effet d'une variation d'indice a été calculé sur la figure 20(b). Le maximum de réflectivité est atteint pour la longueur d'onde de Bragg définie par  $\lambda_B=2n_{eff}\Lambda$ , la phase étant alors nulle, avec  $\Lambda$  le pas du réseau. Le mode laser est celui qui subit une réflexion maximum au niveau du miroir de Bragg et dont le déphasage lié à la propagation dans la cavité est égal au déphasage lié à la réflexion sur ce miroir modulo  $2\pi$  (une explication détaillée du fonctionnement de ce dispositif peut être trouvée dans [Koba88]). L'injection du courant dans le miroir de Bragg modifie l'indice de celui-ci, donc la longueur d'onde de Bragg ( $\Delta\lambda_B/\lambda_B=\Delta n/n$ ). Par exemple une augmentation de  $25\text{kA}/\text{cm}^2$  entraîne un décalage vers les courtes longueurs d'onde de  $15\text{nm}$ , pour une émission laser à  $1.55\mu\text{m}$ . Si le déphasage lié à la propagation dans la cavité est fixe la variation de  $\lambda_B$  provoque une variation discontinue du mode laser : il y a passage d'un mode Fabry Péro à l'autre. Pour faire en sorte que le même mode Fabry Péro soit toujours mis en jeu il faut que ce dernier se décale de la même façon que la longueur d'onde de Bragg. D'où la nécessité d'introduire la zone contrôlant la phase. Comme nous l'avons déjà mentionné, il ne faut pas que les matériaux des zones contrôlées par les courants  $I_{\text{Bragg}}$  et  $I_{\text{phase}}$  soient en régime laser à cause du gel des porteurs, c'est pourquoi seule la zone dite active contient le matériau où l'inversion de population a lieu.

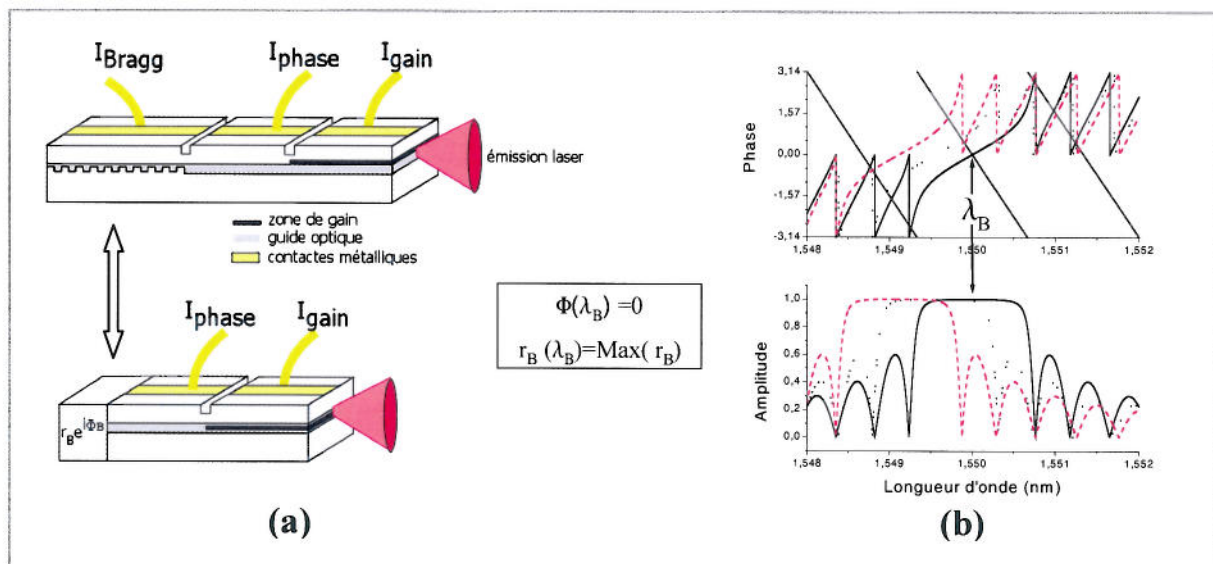


Fig.20 : illustration d'un laser de type DBR. (a) schéma du laser DBR 3 sections montrant l'équivalence de la partie contenant le réseau gravé, avec un miroir d'amplitude  $r_B$  et de phase  $\Phi_B$ ,  $\lambda_B$  longueur d'onde de Bragg du réseau, (b) amplitude et phase du miroir de Bragg en fonction de la longueur d'onde.

En utilisant le principe des lasers DBR il est possible de mettre en œuvre l'effet Vernier décrit pour les lasers interférométriques en fabriquant des lasers SG-DBR (Sampled Grating DBR) comme illustré sur la figure 21(a). En effet il suffit que les deux miroirs de la cavité soient des réseaux de Bragg et d'échantillonner ces réseaux en les interrompant sur des distances supérieures à leur pas. Par

exemple sur la figure 21(a), le réseau de Bragg1 possède 10 échantillons d'un réseau de pas  $\Lambda$ , de longueur  $\Omega/2$  espacés chacun de  $\Omega/2$ . En plus de la modulation de période  $\Lambda$  une modulation de période  $\Omega$  est incorporée. Ainsi comme le montre la figure 21(b) cet échantillonnage crée un peigne de réflectivité dans la bande d'arrêt du miroir de Bragg. On peut s'arranger pour que les peignes associés à chaque miroir aient une période légèrement différente afin d'appliquer le principe de l'effet Vernier décrit sur la figure 18(b). La plage de variation peut alors excéder 50nm. Un raffinement supplémentaire consiste à créer sur une période une modulation progressive du pas du réseau de Bragg pour faire en sorte qu'un grand nombre de modes du peigne possèdent un coefficient de réflexion identique. Ainsi la puissance de sortie des SSG-DBR (Super-Structure Grating-DBR) est plus constante que celle des SG-DBR quand la longueur d'onde est variée.

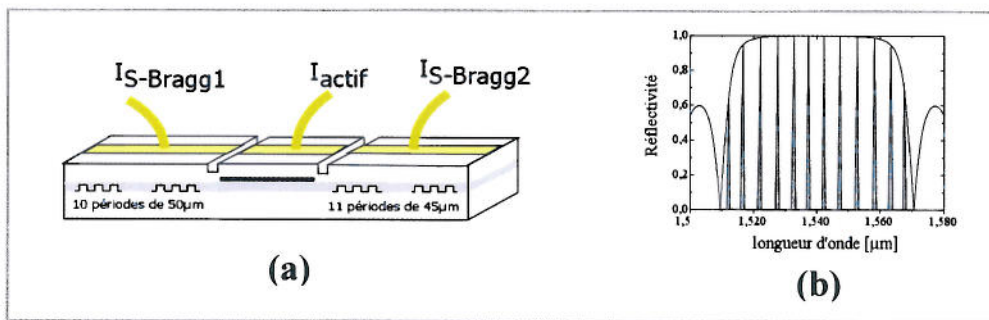


Fig.21 : (a) représentation schématique d'un laser SG-DBR. (b) représentation du peigne de réflectivité introduit dans la bande d'arrêt du réseau de Bragg quand ce dernier est échantillonné.

Le tableau V résume les performances des lasers de type DBR. Les inconvénients de ces lasers sont leur coût provenant de la fabrication, qui nécessite des reprises de croissance, et de l'électronique de commande sophistiquée liée au nombre élevé de courants de contrôle.

Lasers à filtrage contradirectionnel distribué	dénomination	Référence	Plage de variation [nm]	Taux de suppression de mode	Temps de commutation [ns]	largeur de raie	Puissance de sortie [mW]	Variation de puissance de sortie [dB]
	DBR	[Delor98]	17	>30	0,5-20	?	100	1,7
SG-DBR	[Coldr00]	72	>30	?	?	?	?	
	[Delor98]	44	35	4-25	?	15	5	
SSG-DBR	[Ishii96]	62	>20	?	?	3-5	10	

Tableau V : performances des lasers de type DBR.

### b) Les lasers DFB

L'autre grande famille de laser utilisant un réseau de Bragg pour filtrer les modes Fabry Péroet sont les lasers à rétroaction répartie, appelés DFB (Distributed Feedback Laser). Ils sont les seuls actuellement utilisés dans les réseaux optiques. Ils sont monomodes et à longueur d'onde fixe. Cependant leur technologie étant bien maîtrisée, les fabricants ont essayé de les rendre accordables. Leur principe consiste à coupler de façon cohérente certains modes se propageant dans un sens le long de la cavité avec ceux se propageant en sens contraire par l'intermédiaire d'une modulation de la polarisation du milieu le long du guide optique. Le couplage et donc le caractère monomode sera d'autant plus fort que la relation de Bragg sera satisfaite. La modulation de la polarisation peut

s'effectuer sur la partie réelle ou imaginaire ; on parle alors soit de couplage par l'indice soit de couplage par le gain ou par les pertes.

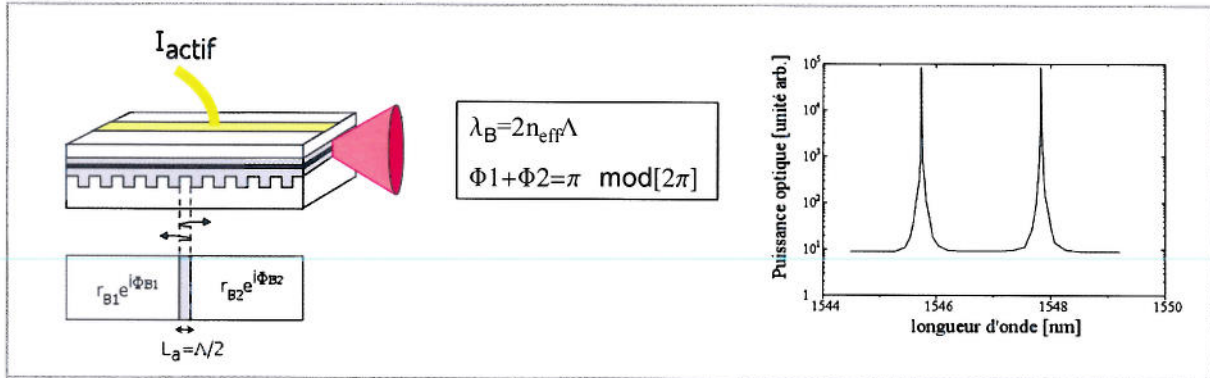


Fig.22 : description d'un laser DFB à couplage par l'indice ainsi que son spectre théorique d'émission laser.

Nous illustrons maintenant le couplage par l'indice afin d'avoir une idée intuitive du fonctionnement des lasers DFB classiques avant de décrire ceux qui sont accordables. La modulation de la polarisation du milieu est créée par un réseau modulant l'indice du guide optique, comme le montre la figure 22. Nous supposons que la réflexion est nulle au niveau des faces clivées (par dépôt d'un miroir antireflet par exemple). Il est possible de décomposer la cavité en deux miroirs de Bragg de coefficient de réflexion  $r_{B1}$  et  $r_{B2}$ , de phase  $\Phi_{B1}$  et  $\Phi_{B2}$ , et une zone intermédiaire de longueur  $\Lambda/2$ , avec  $\Lambda$  la période du réseau. Comme la condition sur la phase est alors  $\Phi_{B1} + \Phi_{B2} = \pi$  à  $2\pi$  près, deux modes peuvent coexister de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg dans le spectre laser (un des modes sera légèrement favorisé car la courbe de gain est légèrement différente pour ces deux modes). Afin de rendre le dispositif monomode, une des solutions possibles illustrée sur la figure 23 est d'introduire une irrégularité dans le réseau en faisant en sorte que la zone intermédiaire soit de longueur  $\Lambda$ . La condition sur la phase, qui devient  $\Phi_{B1} + \Phi_{B2} = 0$  à  $2\pi$  près, est alors satisfaite uniquement pour la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_b = 2n_{eff} \times \Lambda$  et le spectre exhibe un seul mode.

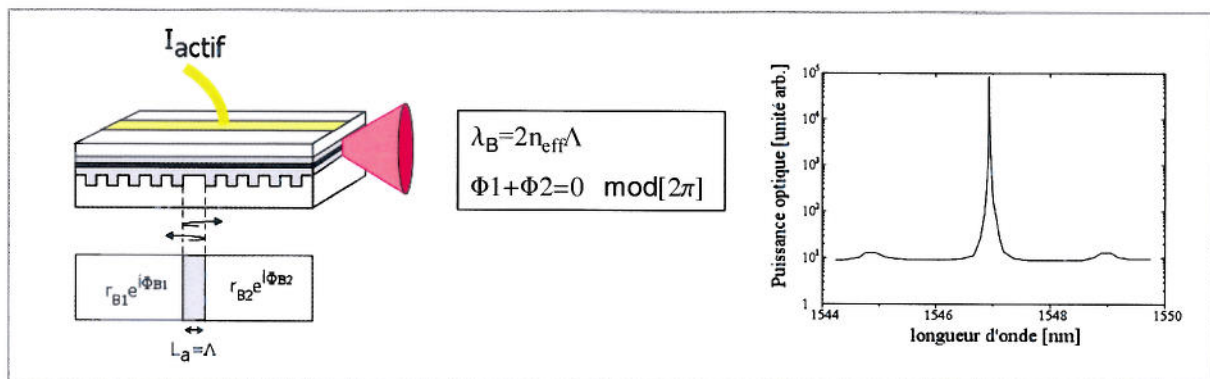


Fig.23 : description d'un laser DFB à couplage par l'indice avec un défaut introduit au centre du réseau ainsi que son spectre théorique d'émission laser.

Le mode qui donne l'effet laser dépend de la période de la modulation de la polarisation et de l'indice effectif de la cavité. La période de la modulation étant fixe, la longueur d'onde d'émission

peut seulement être réglée par changement de l'indice. Comme le niveau de Fermi est gelé au seuil laser, c'est-à-dire que la concentration des porteurs dans la zone active est constante, il est difficile de changer l'indice par variation du nombre  $N$  de porteurs. En fait une légère variation de  $N$  liée à la forte interaction du champ électromagnétique et des porteurs peut entraîner un dépeuplement des niveaux d'énergie au centre de la cavité. Par ce phénomène (appelé "spatial hole burning" en anglais) une variation de longueur d'onde de 0.2nm (dans la gamme spectrale 1.55 $\mu\text{m}$ ) peut être provoquée en changeant le courant d'injection laser [Correc94]. La température s'avère donc être le seul paramètre influant sur l'indice effectif. Donc la variation de la longueur d'onde par élévation de température est le moyen le plus souvent mis en œuvre actuellement dans les DFBs accordables. On obtient cette élévation grâce à un thermo-élément ou par échauffement lié au passage du courant quand ce dernier augmente. L'inconvénient pour certaines applications est la lenteur et la plage limitée de la variation. Une autre solution illustrée figure 24(a) consiste à fabriquer un réseau de DFB avec une longueur d'onde de Bragg légèrement différente et de les coupler via un coupleur à  $N$  guides intégrés. La difficulté consiste à régler chaque laser sur une porteuse de la grille télécom visée : sur 20 lasers intégrés, 6 ou 4 [Zah97] peuvent satisfaire cette condition.

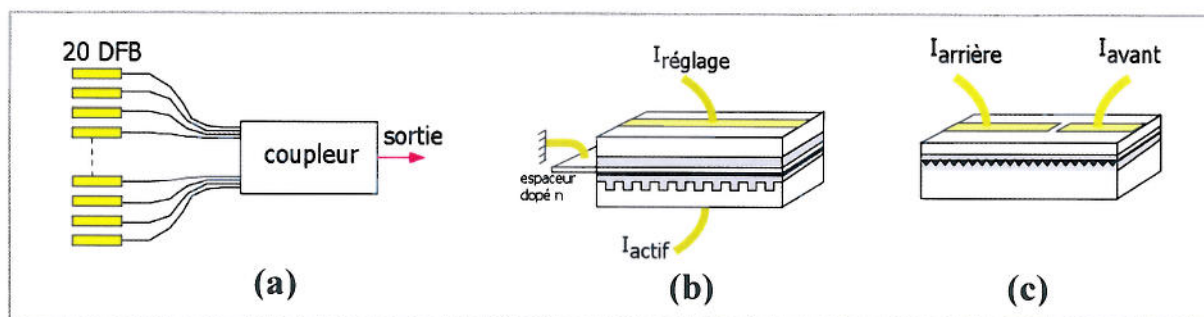


Fig.24 : représentation schématique de différents types de laser DFB accordables en longueur d'onde.

Nous allons montrer maintenant les moyens utilisés pour rendre un laser DFB accordable par l'injection du courant. La première solution, le TTG-DFB (Tunable Twin Guide-DFB) [Aman90] consiste à séparer le guide optique en deux guides jumeaux dont l'un contient la zone active. La zone de séparation, comme le montre la figure 24(b), est reliée à la masse, est constituée du même matériau que les zones de confinement optique, et a une épaisseur de 50nm. Le courant d'excitation traverse le guide contenant la zone active où il y aura par conséquent gel des porteurs en régime laser. Le courant réglant la longueur d'onde traverse le second guide et comme il n'y a pas de zone de gain dans ce guide l'indice peut être changé par variation du nombre de porteurs. Ce type de laser permet d'atteindre une plage de variation de 7nm, toujours à 1.55 $\mu\text{m}$ .

L'autre façon très répandue pour accorder des lasers DFB est de former plusieurs sections ainsi que l'indique la figure 24(c). En effet grâce à l'effet de "levier du gain" mis en évidence pour un laser à deux sections par Lau [Lau90] l'indice effectif global peut être modifié par un des courants d'injection. En effet le gain total qui est la somme des gains des différentes sections est certes épinglé



sur le niveau des pertes, mais si une des sections fonctionne juste au-dessus de la transparence et en dessous du régime laser il est possible de modifier la concentration de porteurs de celle-ci. Une modification du nombre de porteurs dans cette section entraîne forcément une modification du nombre de porteurs dans l'autre section afin que le gain total soit inchangé (car les pertes sont fixes). Comme la courbe de gain en fonction du nombre de porteurs est sous-linéaire, une variation faible de porteurs dans la section en dessous du seuil entraîne une forte variation de la concentration de porteurs dans la partie fonctionnant au-dessus du seuil. Le nombre de porteurs changeant dans la cavité il est possible de contrôler l'indice et donc la longueur d'onde. Grâce à ce mécanisme et en se servant d'un DFB à couplage complexe, Hong et collaborateurs ont récemment atteint une variation en longueur d'onde de 7nm [Hong98].

Le tableau VI résume les performances des lasers de type DFB. Les inconvénients de ces lasers pour des applications à large bande spectrale sont leur variation en longueur d'onde qui reste encore faible comparée à celle obtenue dans les lasers DBR. Leur grand avantage réside dans le fait que la technologie pour les fabriquer est déjà éprouvée. En outre l'accord s'effectuant directement au sein de la zone active, ils sont sensés commuter d'une longueur d'onde à l'autre plus rapidement que les lasers DBR (ceci s'explique par le fait que le temps de recombinaison par effet stimulé est plus court que le temps de recombinaison par émission spontanée).

	dénomination	Référence	Plage de variation [nm]	Taux de suppression de mode	Temps de commutation [ns]	largeur de raie	Puissance de sortie [mW]	Variation de puissance de sortie [dB]
Lasers à filtrage contradirectionnel réparti	DFB	[Correc94]	0.2	20	<ns	?	<5	<3
	4 sections DFB	[Horta93]	1.7	40		3MHz	20	
	2 sections CC-DFB	[Hong98]	7	45	?	?	?	10
	TTG-DFB	[Aman90]	7	?	?	<50MHz	?	?
	réseau de DFB	[Zah 97]	14*			?	30	

Tableau VI : performances des lasers de type DFB accordables en longueur d'onde.

### 3. Lasers à filtrage co-directionnel

Au lieu de faire le filtrage des modes à contresens de la propagation il est possible d'effectuer ce filtrage dans le sens de propagation. Un tel filtrage illustré figure 25 est réalisé par exemple en couplant deux guides optiques de composition différente via une perturbation de pas  $\Lambda$ . La longueur d'onde  $\lambda_f$  du filtre est alors donnée par  $\lambda_f = \Lambda \times (n_{1\text{eff}} - n_{2\text{eff}})$  avec  $n_{1\text{eff}}$  et  $n_{2\text{eff}}$  les indices effectifs respectifs des deux guides. Ainsi quand l'indice d'un des guides est modifié, la variation relative de  $\lambda_f$  dépend de  $(\Delta n_{1\text{eff}})/(n_{1\text{eff}} - n_{2\text{eff}})$  et non plus de  $(\Delta n_{\text{eff}})/n_{\text{eff}}$  comme dans le cas des lasers DBR. Comme la plage de variation en longueur d'onde dépend dans ce cas des variations de l'indice par rapport à la différence des indices initiaux des deux guides  $n_{1\text{eff}} - n_{2\text{eff}}$  et non plus par rapport à l'indice du guide  $n_{\text{eff}}$  seulement, celle-ci peut être renforcée par un facteur  $F = (n_{1\text{eff}} - n_{2\text{eff}})/n_{\text{eff}}$ . Ce facteur F peut être compris entre 10 et 15, cependant la sélectivité du filtre se dégrade quand F augmente. Un moyen pour pallier cet inconvénient est de rajouter un miroir de Bragg échantillonné : le composant réalisé est alors appelé GCSR (Grating-assisted codirectional-Coupleur with Sampled-grating-Reflector).

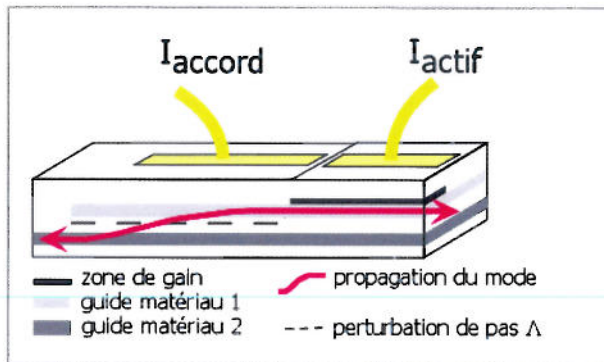


Fig.25 : représentation schématique du laser GCSR.

Le tableau VII résume les performances des lasers à filtrage co-directionnel. L'inconvénient de ce type de structure est essentiellement la complexité de la fabrication. Cependant une application récente et très prometteuse a montré la faisabilité de commutation en longueur d'onde rapide de paquet grâce à un laser GCSR [Chan01].

Lasers à filtrage codirectionnel	dénomination	Référence	Plage de variation [nm]	Taux de suppression de mode	Temps de commutation [ns]	largeur de raie	Puissance de sortie [mW]	Variation de puissance de sortie [dB]
	VCF		[Altem94]	71.7	20	?	?	2
GCSR		[Rigo96]	40	30	2	?	10	?

Tableau VII : performances des lasers à filtrage co-directionnel.

#### D. Revue des différents types de lasers accordables via une cavité étendue : principe de fonctionnement et performances

##### 1. Laser à cavité externe

Les lasers à cavité étendue appelés ECL (Extended-Cavity Lasers) sont constitués d'une diode laser, dont l'une ou les deux faces clivées sont recouvertes d'un dépôt antireflet, couplée à une cavité externe passive. Un filtre sélectif en longueur d'onde tel qu'un réseau de diffraction, un prisme, un filtre biréfringent ou un étalon peut donc être incorporé dans la cavité. Selon la nature du filtre, le réglage de la longueur d'onde s'effectue par rotation mécanique ou par application d'une tension au niveau de ce dernier. La figure 26(a) décrit le principe de fonctionnement d'un tel laser. Les miroirs de la cavité externe sont réalisés par un réseau de Bragg et une des faces clivées de la diode, l'autre face étant recouverte d'un dépôt antireflet. Le réseau de Bragg en position de Littrow permet de sélectionner un seul mode Fabry Pérot (FP) en autorisant seulement ce dernier à faire des allers et retours dans la cavité. La longueur d'onde du mode sélectionné dépend de l'angle d'inclinaison entre la normale du réseau et l'axe de propagation optique dans la diode, donc en changeant cet angle la longueur d'onde est accordée par saut d'un mode FP à l'autre. Pour avoir une variation en longueur d'onde quasi continue, le réglage fin des modes FP s'obtient soit par réglage de température de la diode soit par déplacement d'un miroir. Un autre arrangement possible est illustré figure 26(b).

L'accord en longueur d'onde via le courant d'injection est alors réalisé par effet Vernier entre les modes Fabry Pérot et le peigne du réseau de Bragg échantillonné inscrit dans la fibre optique.

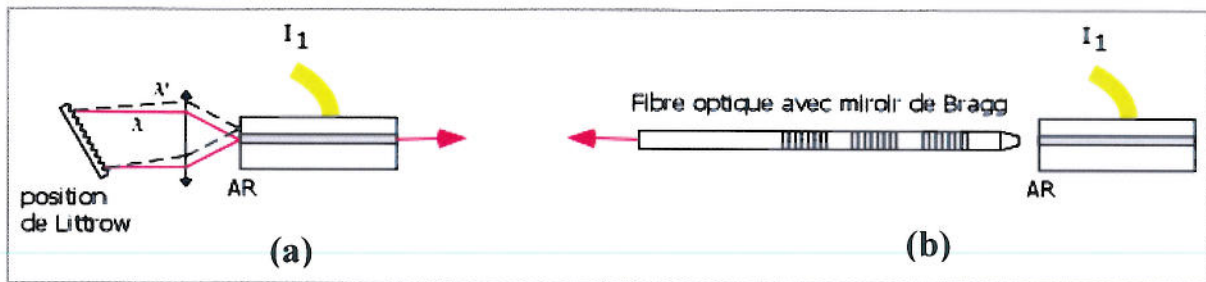


Fig.26 : illustration de lasers à cavité externes.: (a) accord par réseau en position de Littrow, (b) accord par effet Vernier [Lem99].

La plage de variation en longueur d'onde est limitée par la largeur de la courbe de gain à saturation. D'où l'idée de faire une ingénierie de cette dernière en utilisant des multipuits quantiques asymétriques et en optimisant la longueur de la cavité [Hamp00]. En effet pour une longueur de cavité donnée les transitions fondamentales associées à deux puits asymétriques (c'est-à-dire de largeurs de puits différentes) peuvent contribuer de façon quasi identique au gain, fournissant ainsi une largeur spectrale très importante de la courbe de gain.

Le tableau VIII résume les performances des lasers de type ECL. L'avantage de ce type de laser est la plage de variation très importante et la forte puissance de sortie. En outre la pureté spectrale est très grande, la largeur spectrale pouvant être seulement de quelques dizaines de kHz pour des longueurs de cavité de quelques centimètres [Laba92]. L'inconvénient majeur est l'assemblage opto-mécanique sophistiqué. En outre le temps de commutation d'une longueur à l'autre dépend du temps de réponse du filtre qui est en général de l'ordre de la milliseconde.

Laser à cavité étendue	dénomination	Référence	Plage de variation [nm]	Taux de suppression de mode	Temps de commutation [ns]	largeur de raie	Puissance de sortie [mW]	Variation de puissance de sortie [dB]
	MQW-ECL (@950nm)	[Ging97]	80	?	?	?	?	3
AQW-ECL (@800nm)	[Lee98]	90	>20	?	?	?	?	
SGB-ECL	[Lem99]	5,5	25.1-38	?	130	?	?	

Tableau VIII : performances des lasers à cavité externe accordables en longueur d'onde.

## 2. VCSEL

Contrairement aux lasers à émission par la tranche, les lasers à émission verticale appelés VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser), présentent l'avantage d'une forte intégration, ne nécessitent pas de clivage et permettent un couplage de leur puissance de sortie plus efficace du fait de leur symétrie. Il s'ensuit donc un coût de fabrication extrêmement réduit. La volonté de rendre ce type de laser accordable est donc forte. Les solutions existantes représentées figures 27(b), 27(c) et 27(d) se sont focalisées sur la variation de la longueur  $L$  de la cavité en rendant mécaniquement mobile l'un des miroirs (en effet pour un mode donné, c'est-à-dire l'entier  $m$  introduit dans l'équation 1b fixé, la longueur d'onde dépend non seulement de l'indice mais aussi de la longueur physique de la cavité). Dans cette mesure nous pouvons dire qu'un VCSEL accordable est constitué d'une cavité externe. La

mobilité du miroir de contrôle est réalisée par force électrostatique entre la partie mobile et le substrat fixe, comme le montre la figure 27(a). Les forces mécaniques de rappel, soit d'un cantilever soit de poutres, utilisés pour maintenir le miroir, empêchent ce dernier de s'effondrer sur le substrat tant que le déplacement est inférieur à 1/3 de l'espace initial (si l'espace décroît plus que cette limite inférieure, la force de rappel de la poutre n'est pas suffisante pour compenser la force électrostatique et le miroir suspendu tombe brusquement sur la partie fixe). La plage de variation en longueur d'onde est donc d'autant plus grande que cet espace est important. Cependant ce principe est limité par la diminution de la séparation en longueur d'onde des modes Fabry Pérot de la cavité. Un compromis est donc nécessaire.

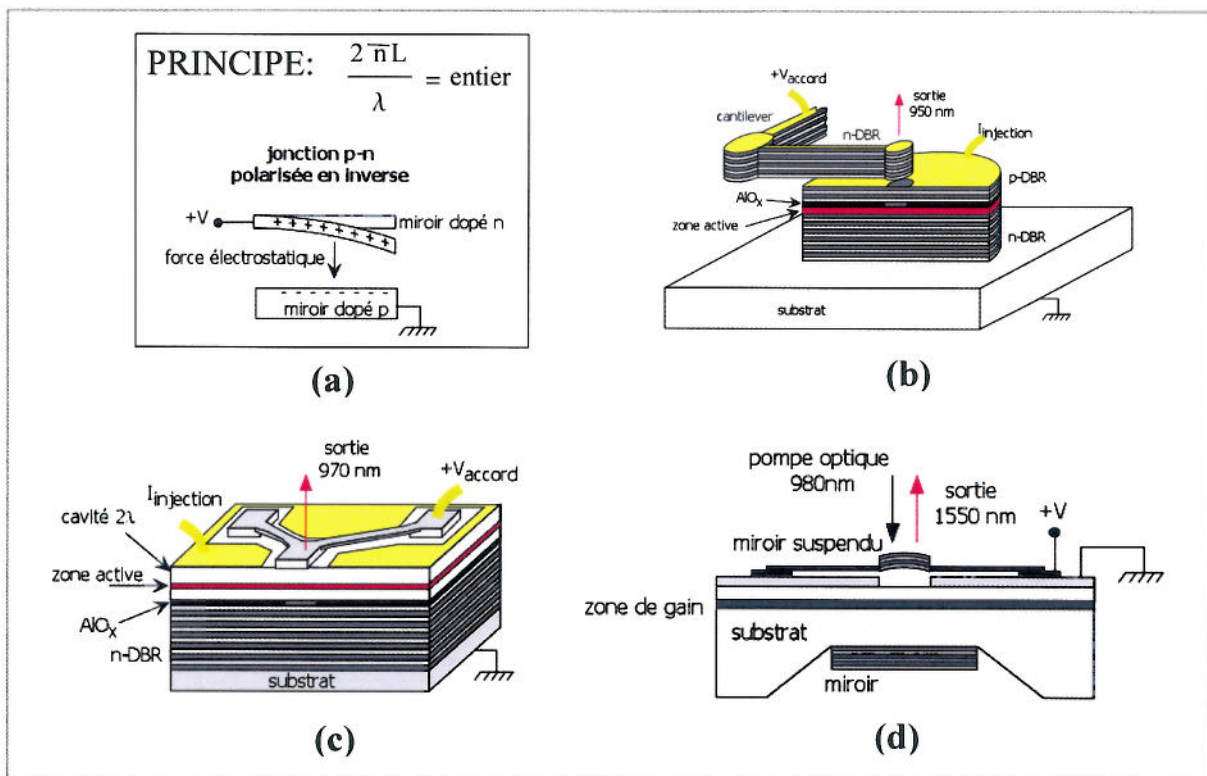


Fig.27 : lasers VCSEL accordables: (a) principe de fonctionnement, (b) cantilever [Chang00], (c) membrane suspendue par poutres [Harr00], (d) membrane suspendue avec fonctionnement en pompage optique [Vakh99].

Le tableau IX résume les performances des lasers de type VCSEL. L'inconvénient de ce type de structure est essentiellement la complexité de la fabrication et une vitesse d'accord limitée par la fréquence de résonance des poutres mécaniques qui est de l'ordre du MHz.

	dénomination	Référence	Plage de variation [nm]	Taux de suppression de mode	Temps de commutation [ns]	largeur de raie	Puissance de sortie [mW]	Variation de puissance de sortie [dB]
VCSEL	cantilever-VCSEL (@950nm)	[Chang00]	31,6	>20	1-10ms	?	1,6	
	membrane-VCSEL	[Harr00]	18		2µs		0,5	
	half-symmetric cavity VCSEL	[Vakh99]	50				2	
	réseau de VCSEL	[Chang91]	43					

Tableau IX : performances des lasers VCSEL accordables en longueur d'onde.

## E. Lasers accordables basés sur l'effet Stark

### 1. Mise en œuvre existante

La première proposition illustrée figure 28 de mise en œuvre de l'effet Stark quantique confiné au sein de la partie active d'un laser consistait à moduler la puissance de sortie du composant [Yama83]. L'émission de photon est contrôlée par une tension de grille en changeant la distribution spatiale des électrons et des trous. En effet la tension de grille sépare les deux types de porteurs de charge diminuant de fait la probabilité de recombinaison. La réalisation de cette proposition donna, en excitation optique, une commutation rapide du gain générant des pulses optiques de 140ps [Take87]. Jusqu'à présent il ne semble pas y avoir eu de réalisation en injection électrique sans doute à cause de l'écrantage de la tension de grille par les porteurs injectés.

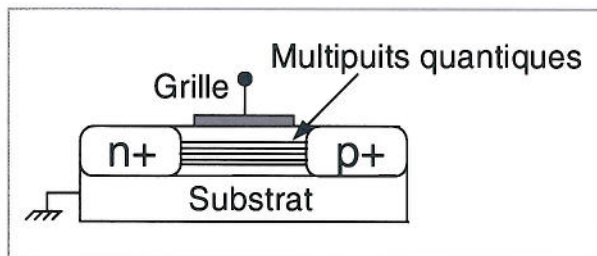


Fig.28 : première proposition d'un laser accordable en longueur d'onde par effet Stark quantique confiné.

Au-delà d'une simple commutation il fut ensuite démontré par Liu et collaborateurs [Liu92] la possibilité d'accorder la longueur d'onde de l'émission stimulée en utilisant le même principe que précédemment. Cette fois-ci une diode p-i-n polarisée en inverse et excitée de façon optique exhiba une variation en longueur d'onde du spectre laser de 7nm à 5K et 2nm à 85K. La zone active de la diode était constituée de deux puits quantiques couplés pour renforcer l'effet du champ électrique. La perte de variation quand la température augmente fut attribuée à l'écrantage du champ de polarisation par les porteurs présents dans les puits couplés et nécessaires pour atteindre le seuil.

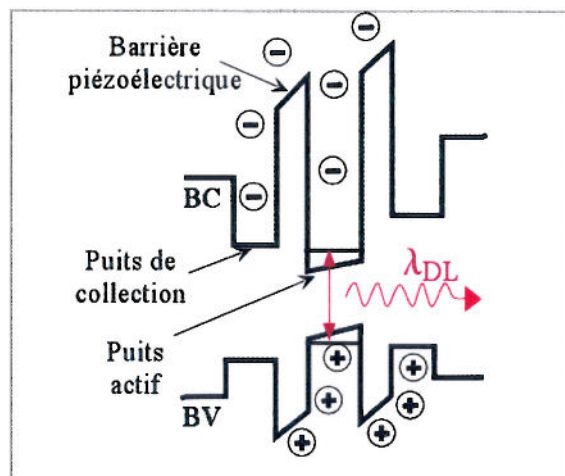


Fig.29 : représentation schématique du diagramme de bande d'un laser accordable par effet Stark quantique confiné en excitation optique.

Une autre solution toujours en régime d'excitation optique démontrée dans notre laboratoire [Ort00] révéla une variation de 3nm à 80K de l'émission laser. Le principe est illustré sur la figure 29 et consiste à créer un champ de charge d'espace s'appliquant perpendiculairement au puits quantique actif. Ce champ prend naissance grâce à des barrières où règne un champ piézoélectrique. Ces barrières séparent de part et d'autre du puits actif, respectivement les trous et les électrons générés optiquement. Le champ de charge d'espace (donc le décalage en longueur d'onde) est d'autant plus grand que la puissance d'excitation est importante. Cette idée de création d'un champ de charge d'espace par la source d'excitation est à la base du dispositif étudié au cours de cette thèse.

## 2. Concept étudié dans cette thèse

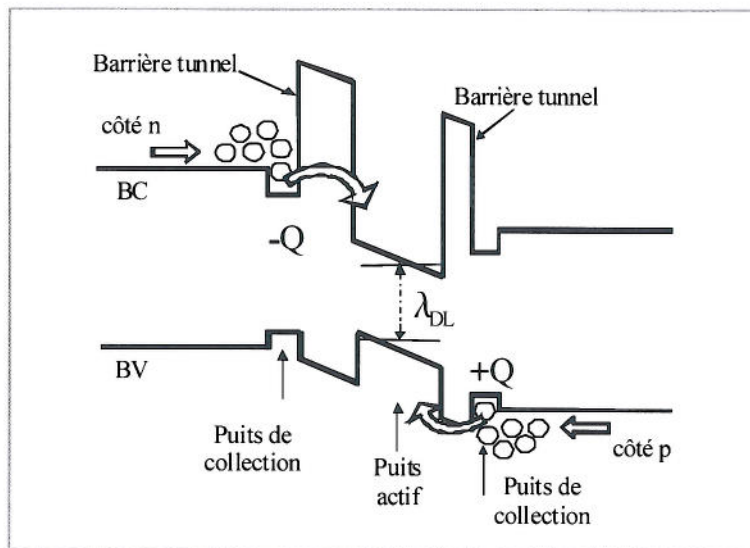


Fig.30 : représentation schématique du diagramme de bande d'un laser accordable en longueur d'onde par effet Stark quantique confiné en excitation électrique.

Nous venons de voir que l'application de l'effet Stark quantique confiné a été jusqu'à maintenant possible seulement en excitation optique. **L'objectif de cette thèse est de réaliser un laser accordable mettant en œuvre l'effet Stark quantique confiné en régime d'excitation électrique.** Le concept proposé et représenté schématiquement figure 30 repose sur une ingénierie particulière des bandes d'énergies proches du gap permettant le contrôle des porteurs de charge à l'intérieur de la région active du laser pendant l'émission stimulée. Le diagramme de bande consiste en trois puits quantiques séparés par deux barrières tunnels. Le puits quantique central est le puits actif, dont la transition excitonique la plus basse est l'état fondamental de la structure entière. Les puits extérieurs, appelés puits de collection, ont pour rôle de collecter les porteurs qui génèrent le champ de charge d'espace nécessaire à l'effet Stark. Cette région active est incorporée au centre de la partie intrinsèque d'une diode p-i-n. Du fait de la nature bipolaire de l'injection des porteurs, les puits de collection accumulent en polarisation directe de la diode un excès transitoire d'électrons et de trous de chaque côté du puits actif. Ceci produit donc un champ de charge d'espace dépendant du courant qui

accorde la longueur d'onde d'émission du puits actif. Evidemment les temps de transit dans les puits de collection sont des paramètres clé et doivent être soigneusement optimisés. Si les temps de transit sont trop courts la charge d'espace accumulée et donc la variation en longueur d'onde seront trop faibles. A l'opposé s'ils sont trop longs, l'effet d'accumulation sera saturé avant d'atteindre le régime laser. En outre la rapidité de commutation d'une longueur d'onde à l'autre dépend du temps de redistribution des charges dans la structure donc du temps de transfert des puits de collection au puits actif. Ainsi pour avoir un dispositif rapide et efficace nous avons estimé que des temps de transfert des porteurs, des puits de collections vers le puits actif, compris entre 0,1ns et 1ns, étaient viables. En n'intervenant que sur le diagramme de bande de l'hétérostructure laser, le dispositif que nous proposons est robuste par principe, rapide, et à faible coût car il ne nécessite pas d'électronique de commande et d'étapes technologiques compliquées.

Les objectifs fixés au début de cette thèse étaient d'atteindre grâce à ce concept une plage de variation de 3nm de la longueur d'onde d'émission laser, située à ~900nm, dans des hétérostructures effectuées sur substrats orientés selon l'axe cristallographique (100) et 6nm pour des substrats (111) permettant d'inscrire un champ piézoélectrique dans le puits actif.

## **F. Conclusion**

Ce premier chapitre d'introduction nous a permis de définir un domaine privilégié d'application des lasers accordables en longueur d'onde à savoir celui des télécommunications. Le marché de ces sources agiles s'y trouve être très prometteur en terme de profit, du fait des nouvelles fonctionnalités qu'elles peuvent apporter aux réseaux tout optiques. Un large panel de solutions technologiques, devant remplir un cahier des charges très contraignant, existe déjà sur le marché mondial. Cependant la volonté de réaliser des composants à faible coût motive la recherche vers des lasers accordables simples. C'est dans ce contexte que se place l'étude du composant menée au cours de cette thèse.

Ensuite afin de comprendre le fonctionnement des lasers accordables déjà existants et les difficultés rencontrées pour réaliser la variation de la longueur d'onde en régime laser, nous nous sommes intéressés aux principes physiques sous-tendant ces composants. Nous avons montré que deux approches étaient envisageables pour accorder la longueur d'onde d'un laser : soit c'est un mode particulier qui est accordé via l'indice de réfraction, soit c'est la courbe de gain qui est contrôlée. Une fois les principes de base décrits nous avons présenté l'essentiel des solutions technologiques existantes ainsi que leurs performances.

Enfin nous avons présenté le dispositif étudié au cours de cette thèse. Ce dernier s'avère simple, robuste, rapide en commutation de longueur d'onde et à faible coût potentiel car il ne repose que sur une ingénierie judicieuse du diagramme de bande d'énergie de la zone active. Dans la suite nous allons montrer les résultats obtenus lors de l'application de ce concept en commençant par présenter les moyens que nous nous sommes donnés pour cela.

## **Références :**

[**Alfern94**] I.Kim, R.C. Alferness, U. Koren, L.L. Buhl, B.I. Miller, M.G. Young, M.D. Chien, T.L. Koch, H.M. Presby, G. Raybon, and C.A. Burrus, "Broadly tunable vertical-coupler filtered tensile-strained InGaAs/InGaAsP multiple quantum well laser", Applied Physics Letters, Vol. 64, N°21, pp2764-2766, (1994).

[**Aman90**] M.-C. Ammann, W. Thulke, "Continuously Tunable Laser Diodes: Longitudinal Versus Transverse Tuning Scheme", IEEE Journal on Selected Areas in Communications, Vol.8, N° 6, pp.1169-1177, (1990).

[**Arth88**] E. Arthurs, M. S. Goodman, H. Kobrinski, and M. P. Vecchi, "HYPASS: An optoelectronic hybrid packet-switching system", IEEE Journal of Selected Area Communications, Vol.6, pp.1500-1510, (1988).

[**Arti01**] C. Artigue, "Les composants optoélectroniques pour le routage optique", JNMO 01/2001.

[**Benn90**] B. R. Bennett, R. A. Soref and J. A. Del Alamo, "Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.26, N° 1, pp.113-122, (1990).

[**Brac90**] C. A. Bracett, "Dense Wavelength Division Multiplexing Networks: Principles and Applications", IEEE Journal on Selected Areas in Communications, Vol.8, NO. 6, pp.948-964, (1990).

[**Chan01**] Chun-Kit Chan, Karl L. Sherman, and Martin Zirngibl, "A Fast 100-Channel Wavelength-Tunable Transmitter for Optical Packet Switching", IEEE Photonics Technology Letters, Vol.13, N°7, pp.729-731, (2001).

[**Chang91**] C. J. Chang-Hasnain, "Multiple wavelength tunable surface emitting laser arrays", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.27, N° 6, pp.1368-1376, (1991).

[**Chang00**] C. J. Chang-Hasnain, "Tunable VCSEL", IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.6, N° 6, pp.980-987, (2000).

[**Coldr00**] L. A. Coldren, "Monolithic Tunable Diode Lasers", IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 6, N° 6, pp.988-999, (2000).

[**Correc94**] P. Correc, "Stability of Phase-Shifted DFB Lasers Against Hole Burning", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.30, N°11, pp.2467-2476, (1994).

[**Delor98**] F. Delorme, "Widely Tunable 1,55 $\mu$ m Lasers for Wavelength-Division-Multiplexed Optical Fiber Communications", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 34, N° 9, pp.1706-1716, (1998).

[**Dhar01**] R. Dhar, M. Lowry, "Tunable lasers create dynamic networking capabilities", WDM Solution, Septembre (2001).

[**Duna99**] N.G. Dunay, "Demand for DWDM components keeps rising", WDM Solution, Septembre (1999).

[**Fish01**] G. Fish and K. Affolter, "Tunable lasers will impact optical nets", <http://www.eetimes.com>, Septembre (2001).

[**Ging97**] H. S. Gingrich, D. R. Chumney, S.-Z. Sun, S. D. Hersee, L. F. Lester and S. R. J. Brueck, "Broadly Tunable External Cavity Laser Diodes with Staggered Thickness Multiple Quantum Wells", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 9, N°2, pp.155-157, (1997).

[**Hamp00**] M. J. Hamp and D. T. Cassidy, "Critical Design Parameters for Engineering Broadly Tunable Asymmetric Multiple-Quantum-Well Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.36, N°8, pp.978-983, (2000).

[**Harr00**] J.S. Harris, "Tunable Long-Wavelength Vertical-Cavity Lasers: The Engine of Next Generation Optical Networks?", IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 6, N° 6, pp.1145-1160, (2000).



[**Hong98**] J. Hong, H. Kim, and Toshi Makino, "Enhanced Wavelength Tuning Range in Two-Section Complex-Coupled DFB Lasers by Alternating Gain and Loss Coupling", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 16, N° 7, pp.1323-1328, (1998).

[**Horita93**] M.Horita, M. Tsurusawa, K. Utaka, Y. Matsushima, "Wavelength-Tunable InGaAsP-InP Multiple- $\lambda/4$ -Shifted Distributed Feedback Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.29, N°6, pp.1810-1816, (1993).

[**Huff01**] L. Huff and C. Mulrooney, "Tunable lasers offer network flexibility", *Compound Semiconductor Magazine*, Vol. 7, N°8, Septembre (2001).

[**Ike89**] S. Ikeda, A. Shimizu, and T. Hara, "Asymmetric dual quantum well laser-wavelength switching controlled by injection current", *Applied Physics Letters*, Vol.55, N°12, pp.1155-1157, (1989).

[**Ike92**] S. Ikeda, A. Shimizu, "Theoretical analysis of dynamic response of asymmetric dual quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, Vol.61, N°9, pp.1016-1018, (1992).

[**Ishii96**] H.Ishii, T. Tanobe, F. Kano, Y. Tohmori, Y. Kondo, Y. Yoshikuni, "Broad-range wavelength coverage (62,4 nm) with superstructure-grating DBR laser", *Electronic Letters*, Vol.32, pp.454-455, (1996).

[**Jand01**] M. Jander, "Tunable Lasers: Poised for Takeoff", <http://www.lightreading.com>, July (2001).

[**Koba88**] K. Kobayashi and I. Mito, "Single Frequency and Tunable Laser Diodes", *Journal of Lightwave Technology*, Vol.6, N°11, pp.1623-1633, (1988).

[**Laba92**] M. de Labachellerie, C. Latrasse, P. Kemssu and P. Cerez, "The frequency control of laser diodes", *Journal of Physics III France* Vol.2, pp.1557-1589, (1992).

[**Lau90**] K.Y. Lau, "Broad wavelength tunability in gain-levered quantum well semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol.57, N°25, pp.2632-2634, (1990).

[**Lee98**] B.-L. Lee and C.-F. Lin, "Wide-Range Tunable Semiconductor Lasers Using Asymmetric Dual Quantum Wells", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, N°3, pp.322-324, (1998).

[**Lem99**] J.-F. Lemieux, A. Bellemare, C. Latrasse, M. Têtu, "Step-tunable (100Ghz) hybrid laser based on Vernier effect between Fabry-Perot cavity and sampled fibre Bragg grating", *Electronics Letters*, Vol.35, N° 11, pp.904-905, (1999).

[**Liu92**] L. Y. Liu and E.E. Mendez, "Tunable coupled-quantum-well laser controlled by an electric field", *Applied Physics Letters*, Vol.60, N°24, pp.2971-2973, (1992).

[**Mase96**] F. Masetti et al, "High Speed, High Capacity ATM Optical Switches for Future Telecommunication Transport Networks", *IEEE Journal on Selected Areas in communications*, vol. 14, N°5, pp.979-998, (1996).

[**Mesq99**] G. Mesquida, B. Clesca, "Les sources laser multicolores : un pas décisif vers les réseaux tout optique", *REE*, NO. 9, Octobre (1999).

[**Mukh00**] B. Mukherjee, "WDM Optical Communication Networks : Progress and Challenges", *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, Vol. 18, NO. 10, pp.1810-1823, (2000).

[**Ort00**] V. Ortiz and N.T. Pelekanos, G. Mula, Le Si Dang, "Tunable piezoelectric semiconductor laser controlled by the carrier injection level", *Applied Physics Letters*, Vol.77, N°6, pp.788-790, (2000).

[**Pane01**] A. Panessidi, "Tunable lasers add agility, functionalities, and profits", *WDM Solution*, April (2001).

[**Ponn01**] L.Ponnampalam, R.G.S. Plumb, S. Naseem, "Tunable laser with partial reflectors", *Appl.Phys. B* 73, pp.575-579, (2001).

**[Rigo96]** P.-J. Rigole, S. Nilsson, L. Backbom, B. Stalnacke, E. Berglind, J.-P. Weber, and B. Stoltz, "Quasi-continuous tuning range from 1560 to 1520nm in a GCSR laser, with high power and low tuning currents", *Electronics Letters*, Vol.32, pp.2352-2354, (1999).

**[Shill93]** M. Schilling, W. Idler, D. Baums, K. Dütting, G. Laube, K. Wünstel, O. Hildebrand, " 6THz Range Tunable 2.5 Gb/s Frequency Conversion by a Multiquantum Well Y Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, N° 6, pp.1835-1843, (1993).

**[Shim91]** A. Shimizu, S. Ikeda, "Theory of asymmetric dual quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, Vol.59, N°7, pp.765-767, (1991).

**[Suru00]** G. Suruceanu, "Tunable laser diode sources for 830 nm and 980 nm wavelength range", *Proceedings of SPIE*, Vol. 4068, pp.317-322, (2000).

**[Take87]** T. Takeoka, M. Yamanishi, Y. Kan and I. Suemune, "A 140 ps Optical Pulse Generation by Field-Induced Gain Switching in a Photo-Excited Quantum Well Laser", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.26, N°2, pp.L117-L119, (1987).

**[Tsang83]** W. T. Tsang, N. A. Olsson, and R. A. Logan, "High-speed direct single-frequency modulation with large tuning rate and frequency excursion in cleaved-coupled-cavity semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol.42, N°8, pp.650-652, (1983).

**[Vakh99]** D. Vakhshoori, et collaborateur, "2mW CW singlemode operation of a tunable 1550nm vertical cavity surface emitting laser with 50 nm tuning range", *Electronics Letters*, Vol.35, pp.900-901, (1999).

**[Webe94]** J-P Weber, "Optimization of the Carrier-Induced Effective Index Change in InGaAsP Waveguides- Application to Tunable Bragg Filters", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, N° 8, pp.1801-1816, (1994).

**[Yama83]** M. Yamanishi, I. Suemune, "Quantum Mechanical Size Effect Modulation Light Sources- A New Field Effect Semiconductor Laser or Light Emitting Device", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.22, N°1, pp. L22-L24, (1983).

**[Zah 97]** C. Zah, M. R. Amersfoort, B. N. Pathak, F. J. Favire, P. S. D. Lin, N. C. Andreadakis, A. W. Rajhel, R. Bhat, C. Caneau, M. A. Koza, and J. Gamelin, "Multiwavelength DFB Laser Arrays with Integrated Combiner and Optical Amplifier for WDM Optical Networks", *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, Vol. 3, N° 2, pp.584-594, (1997).

## **Chapitre II: Moyens utilisés et pré-requis pour démontrer le principe de fonctionnement du laser accordable par effet Stark**

Pour mettre en œuvre le concept que nous proposons, il est nécessaire de choisir un système de matériaux permettant de réaliser le diagramme de bande recherché. A priori les composés de la famille des phosphures, des arséniures, des antimoniures et des nitrures sont tous des candidats valables pour ne citer que des systèmes faisant intervenir des éléments III-V. Nous avons choisi de nous focaliser dans un premier temps sur des hétérostructures fabriquées sur substrat d'arséniure de gallium GaAs. Le profil de bande désiré a été effectué en incorporant de l'indium pour créer les puits quantiques  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  et de l'aluminium pour les zones de confinement et les barrières  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  lors de la croissance des diodes p-i-n. Les puits quantiques actifs ainsi réalisés émettent autour de  $0.9\mu\text{m}$ . Il est important de noter qu'une variation de 5nm obtenue à cette longueur d'onde équivaut à une variation de 14nm à  $1.5\mu\text{m}$ , longueur d'onde la plus utilisée pour les télécommunications optiques et atteinte avec la filière InP.

La réalisation d'un dispositif laser ne se résume pas à la croissance des hétérostructures. En effet il faut pouvoir injecter les porteurs de charge dans celles-ci. Une partie de ce travail de thèse a donc consisté à réaliser les contacts électriques par des techniques classiques de dépôt, de gravure et de lithographie. Ces étapes technologiques nécessitant un temps non négligeable, et afin de pouvoir ensuite caractériser les échantillons de façon complète et efficace (vu le nombre important de structures à réaliser et à tester), nous avons développé un composant simple à réaliser, permettant une détection de l'émission de surface et dont la géométrie affecte le moins possible l'effet recherché.

Notre concept repose essentiellement sur deux principes : l'effet Stark quantique confiné et la distribution des porteurs de charge dans la zone active de la diode p-i-n. L'effet Stark quantique confiné est connu depuis une vingtaine d'années, nous en rappelons néanmoins les effets principaux car ils s'avèreront par la suite cruciaux. La caractérisation classique de cet effet dans nos structures nous permettra en outre de valider notre modélisation du diagramme de bande. En ce qui concerne la distribution des charges au cœur de la diode p-i-n, elle fait appel à plusieurs mécanismes que nous décrirons de façon approfondie pour pouvoir estimer les paramètres de la structure à utiliser.

Nous décrirons donc dans un premier temps les matériaux utilisés et fabriqués dans notre laboratoire, à savoir leur mode d'élaboration et leurs propriétés optiques. Nous nous focaliserons ensuite plus particulièrement sur leur diagramme d'énergie au voisinage du gap car sa connaissance est essentielle pour un dimensionnement correct des structures. Ensuite nous décrirons et justifierons le type de technologie utilisée pour réaliser les contacts de la diode, ainsi que les moyens optiques et électriques qui nous ont permis de les caractériser. Nous poursuivrons en soulevant les caractéristiques importantes liées à l'effet Stark quantique confiné. Cette partie sera l'occasion de montrer l'intérêt des structures épitaxiées sur substrat (111) et de démontrer la présence d'un champ électrique orienté vers le substrat dans de telles structures. Enfin les effets mis en jeu lors de l'établissement de la distribution des porteurs dans une diode p-i-n classique ainsi que dans celle incorporant les puits de collection et les barrières que nous proposons seront étudiés.

### ***A. Matériaux utilisés***

#### **1. Croissance et qualité des empilements réalisés**

La croissance des structures laser à puits quantiques InGaAs a été réalisée en épitaxie par jets moléculaires (dans un bâti de type VG avec source solide d'arsenic) sur deux types de substrats 2" dopés  $n^+$ : l'un (100)B désorienté de  $2^\circ$  vers la direction [011], l'autre (111)B désorienté de  $2^\circ$  vers la

direction [2-1-1]. La croissance sur substrat (100) est bien maîtrisée dans le laboratoire et ne posa donc pas de problème particulier. La pression d'arsenic  $As_4$  était suffisamment haute afin d'être dans des conditions stabilisées en arsenic. Les températures de croissance étaient 600°C pour GaAs, 700°C pour AlGaAs et 530°C pour InGaAs. Ces conditions de croissance peuvent varier sur une large plage sans détérioration des propriétés des couches épitaxiées. La différence entre la température de substrat lors de la croissance des barrières en AlGaAs et celle du puits quantique InGaAs a nécessité un arrêt de croissance de quelques minutes. Il en a été de même entre deux couches possédant des concentrations d'aluminium différentes car une seule cellule d'aluminium était disponible sur le bâti.

En ce qui concerne la croissance sur substrat (111), nous verrons par la suite qu'elle est intéressante car elle permet d'obtenir un champ piézoélectrique dans le puits actif et de renforcer ainsi la plage de modulation de la longueur d'onde d'émission laser. Dans ce cas il y a deux types de substrat possible: (111)A et (111)B. Le type (111)A fait référence à des substrats dont les liaisons pendantes en surface sont de type gallium, tandis que pour (111)B elles sont de type arsenic. La croissance sur substrat (111)A entraîne une mauvaise qualité des couches épitaxiées pour des conditions de croissance similaires à celles utilisées sur substrat (100). La croissance sur substrat (111)B quant à elle peut entraîner une très bonne qualité des couches épitaxiées à condition de choisir précisément les conditions de croissance ainsi qu'un substrat légèrement désorienté. En effet des films de GaAs épitaxiés sur des surfaces nominales (111)B exhibent habituellement une morphologie de surface pyramidale non présente avec l'utilisation de substrats (111)B possédant une légère désorientation. Plusieurs travaux ont montré que des substrats (111)B désorientés de 2° vers [2-1-1] étaient nécessaires pour obtenir des couches épitaxiées avec une surface d'aspect miroir [Marc96]. Cependant la qualité des couches est très sensible aux paramètres de croissance. La morphologie de la surface et les propriétés électriques vont en se dégradant plus les conditions de croissance sont stabilisées en arsenic (c'est-à-dire plus la pression d'arsenic est forte et plus la température du substrat est faible). Afin d'obtenir une bonne qualité cristalline des couches [111], plusieurs échantillons ont été fabriqués avec diverses températures de substrat et pression d' $As_4$ . Les températures de croissance optimisées étaient 630°C pour GaAs, 650°C pour AlGaAs et 540°C pour InGaAs. La pression d' $As_4$  a été maintenue bien en dessous de la valeur utilisée pour la croissance (100). A la température de 630°C le diagramme de reconstruction RHEED se trouvait dans le régime  $\sqrt{19} \times \sqrt{19}$  mais très proche de celui  $(1 \times 1)_{HT}$ . Les conditions de croissance optimales qui ont été trouvées sont comparables à celles obtenues dans [Marc96].

Tous les échantillons fabriqués durant ce travail ont la même structure p-i-n schématisée sur la figure 1, excepté bien sûr la région active. L'épaisseur de cette dernière est d'environ 300nm. Elle est intercalée entre les zones de confinement optique en  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . Elle est constituée de deux parties en  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  ou en  $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  de 125nm chacune, appelées zones de confinement des charges, qui encapsulent soit un empilement à trois puits quantiques séparés par des barrières tunnel soit un seul puits quantique pour les échantillons de référence. Ces zones de confinement des charges servent

à confiner les porteurs de charge afin d'assurer une bonne capture de ces derniers dans le ou les puits quantiques. Le détail de la zone active des structures étudiées durant cette thèse est reporté en annexe.

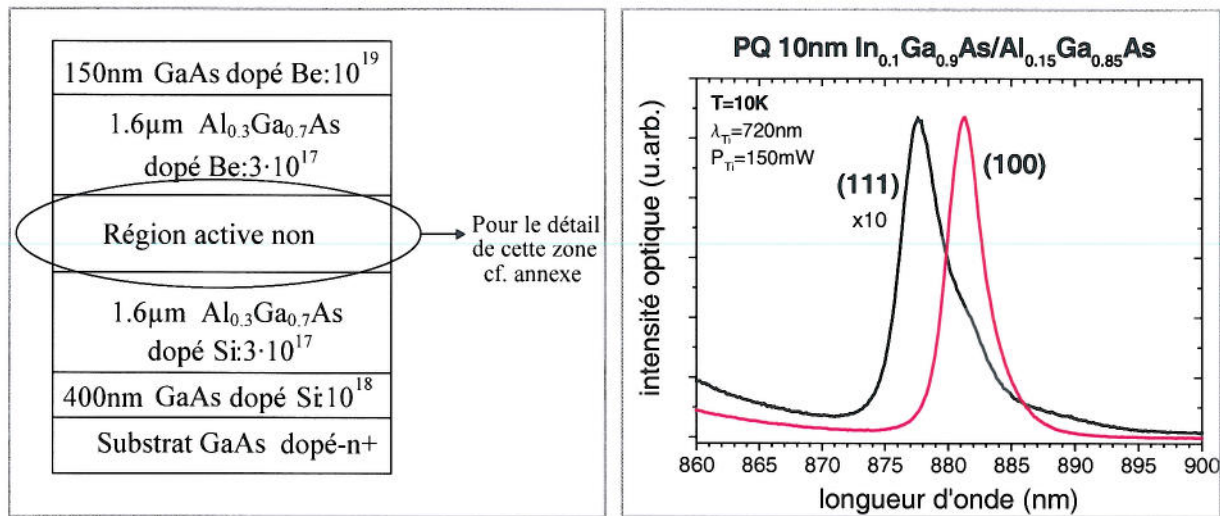


Fig.1 : schéma de l'empilement complet des structures p-i-n utilisé dans cette thèse (les dopages sont donnés en cm<sup>-3</sup>).

Fig.2 : spectres de photoluminescence des puits quantiques (PQ) In<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As d'épaisseur 10nm, épitaxiés sur substrat (100) et (111) pour des diodes p-i-n de référence.

Sur la figure 2 est représentée la photoluminescence issue des puits quantiques (PQ) uniques de deux diodes laser p-i-n ainsi réalisées sur substrats (100) et (111). Pour les deux structures l'épaisseur visée du puits est de 10nm et la concentration en indium est de 10%. Les porteurs sont photo-crées dans les puits quantiques grâce à un laser titane-saphir accordé à 720nm et avec une densité de puissance de 5kW/cm<sup>2</sup>. La longueur d'onde d'émission attendue est ~870nm pour le puits (100), on constate alors que la longueur d'onde mesurée est décalée de +10nm par rapport à cette valeur. Nous montrerons plus loin qu'avec la puissance optique d'excitation utilisée, la structure est en condition de bande plate. Donc ce décalage n'est pas lié au potentiel de jonction intrinsèque à la diode. L'hypothèse la plus probable pouvant expliquer ce décalage est simplement une fluctuation de ~1% de la concentration d'indium par rapport à la valeur nominale. En effet une augmentation de 1% de la concentration induit une diminution de 16meV de la bande d'énergie interdite entre la bande de valence et la bande de conduction, ce qui se traduit par une augmentation de 10nm de la longueur d'onde. Notons au passage que les effets de ségrégation d'indium (lié au fait que l'indium a tendance à rester en surface lors de la croissance pour la température de croissance utilisée ici) ne peuvent pas expliquer l'augmentation observée car ils tendent à diminuer la longueur d'onde d'émission [Deha94][Diss97][Ball99].

L'échantillon (111) quant à lui possède une longueur d'onde plus petite de 5nm par rapport à celle qui provient de l'échantillon réalisé sur substrat (100), allant dans le sens contraire de ce qui est attendu pour un puits contenant un champ piézoélectrique, comme il a été montré sur des puits simples

InGaAs/GaAs soit excités en photoluminescence sous faible puissance optique ( $50\text{mW/cm}^2$ ) [Chen95], soit sur des structures de type p-i-n en mesurant le photocourant issu d'une excitation optique [Cari90]. Ce décalage encore inattendu peut être également dû à une fluctuation de la composition d'indium de l'ordre du pour-cent. La simple luminescence ne permet donc pas de détecter la présence d'un champ piézoélectrique. Cependant nous montrerons plus loin qu'un tel champ est effectivement présent dans les structures (111) que nous avons fabriquées.

La figure 3 montre les spectres optiques détectés par la surface en régime d'émission laser et au voisinage du seuil des deux structures précédemment décrites. Le pic laser, provenant de la diffusion, est indiqué sur la figure. On constate que la densité de courant au seuil, à température ambiante est très basse ( $\sim 50\text{A/cm}^2$ ) pour les deux échantillons, signe d'une croissance de qualité. Ces spectres seront discutés plus en détails dans le chapitre IV.

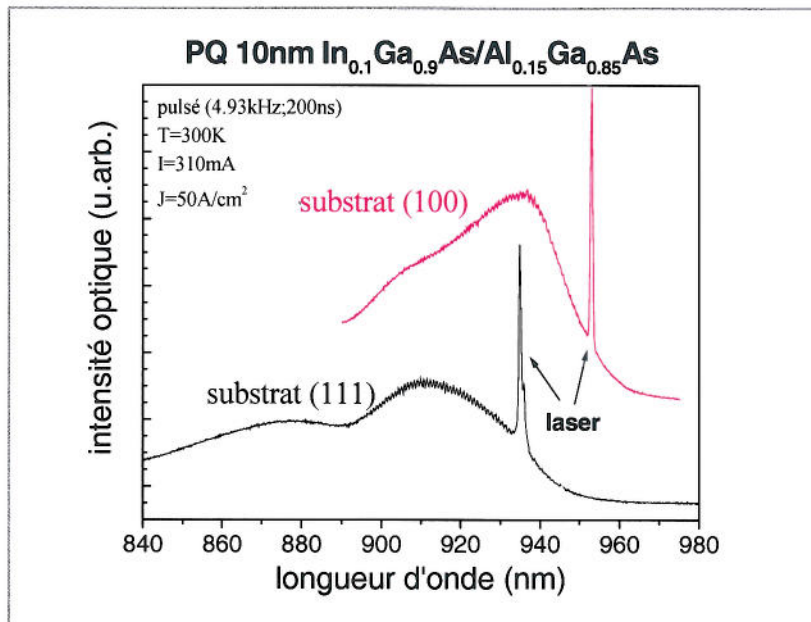


Fig.3 : spectres d'électroluminescence détectés par la surface, à température ambiante, issus de puits quantiques  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  d'épaisseur 10nm, épitaxiés sur substrat (100) et (111) pour des diodes p-i-n de référence.

Un point important à prendre en compte pour dimensionner les empilements de la structure est l'épaisseur critique des couches contraintes. En effet l'alliage massif InGaAs possède un paramètre de maille plus grand que celui du GaAs. Les couches épitaxiées contenant de l'indium sont donc en compression et emmagasinent de l'énergie élastique tant que cette dernière est inférieure à l'énergie nécessaire pour relaxer la contrainte (en créant des dislocations par exemple). Dans ce régime la croissance est dite pseudomorphe, et la couche reste cohérente. L'épaisseur critique est alors définie comme étant l'épaisseur maximale sur laquelle la croissance reste cohérente ou, de façon équivalente, l'épaisseur à partir de laquelle il est favorable d'un point de vue énergétique d'introduire des dislocations de misfit. Dans notre cas, nous avons deux raisons essentielles pour ne pas dépasser

l'épaisseur critique : 1) l'apparition des dislocations induit des centres non radiatifs néfastes pour l'émission laser et 2) dans le cas de croissance (111), la diminution de la contrainte abaisse l'intensité du champ piézoélectrique. Il est donc nécessaire d'avoir une estimation de l'épaisseur critique afin de déterminer les largeurs de puits et les concentrations d'indium à ne pas dépasser. Pour cela nous nous sommes appuyés sur le calcul effectué dans [Sanc99a], où l'épaisseur critique résulte de l'annulation de l'excès de contrainte [Tsao88] associé avec les mécanismes de dislocation décrits par Matthews et Blakeslee [Matt74] (en supposant que toute la contrainte s'accommode dans la couche épitaxiée InGaAs). Pour un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{GaAs}$  orienté [100] l'épaisseur critique théorique vaut ainsi 24nm, tandis que pour un puits  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$  elle est de 13nm. En outre l'épaisseur critique sur substrat (111) est supérieure à celle sur substrat (100) [Sanc99a].

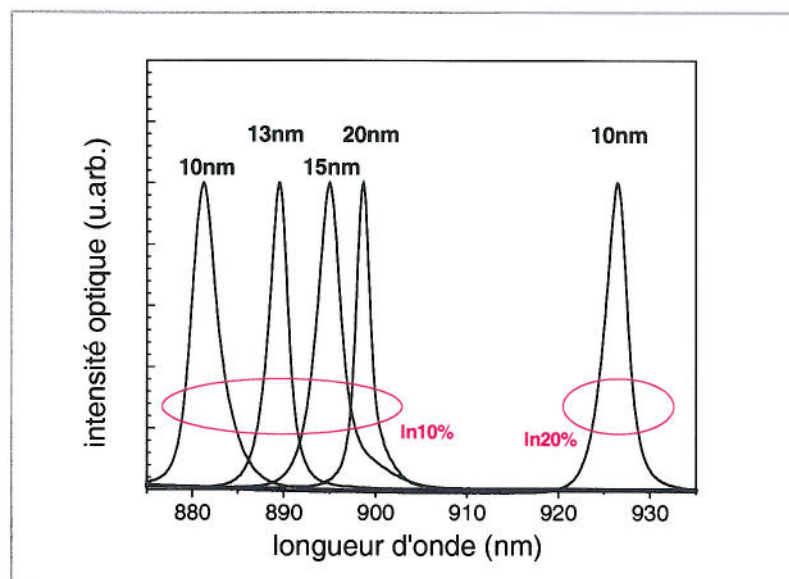


Fig.4 : luminescence des puits quantiques InGaAs/AlGaAs incorporés au sein de diodes p-i-n, pour différentes épaisseurs du puits et différentes concentrations en indium.

Concentration d'indium	In10%				In20%
	épaisseur du puits	10nm	13nm	15nm	20nm
énergie de la transition	1.407eV	1.394eV	1.385eV	1.38eV	1.338eV
largeur de raie	5.2meV	3.7meV	4.6meV	2.8meV	4.1meV

Tableau I : caractéristiques spectrales des différents puits quantiques InGaAs/AlGaAs étudiés à  $T=10K$  sur la figure 4.

La figure 4 montre les spectres de photoluminescence issus des différents types de puits quantiques InGaAs/AlGaAs incorporés au cœur de diodes p-i-n et utilisés pour réaliser les lasers étudiés au cours de cette thèse. Les conditions de mesure sont les mêmes que celles de la figure 2. Les valeurs des énergies de transition mesurées et des largeurs de raie à mi-hauteur sont données dans le

tableau I. Les largeurs de raie de tous les échantillons sont comparables, voire plus faibles que celles reportées dans la littérature [Kirb89] [Sanc99b], ce qui montre la bonne qualité de nos couches épitaxiées. Il en va de même des puits épitaxiés sur substrat (111) dont la largeur de raie à mi-hauteur est de 7meV. Une relaxation de la contrainte est exclue car celle-ci devrait s'accompagner d'un fort élargissement du spectre d'émission accompagné d'une forte baisse d'intensité. De plus la variation de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur du puits ou de la concentration en indium est conforme au calcul des niveaux d'énergie obtenus à partir du diagramme de bande décrit ci-après, en supposant la croissance pseudomorphe.

## 2. Diagramme de bande dans le système (In,Al,Ga,As)

Le principe du dispositif que nous voulons étudier repose sur l'ingénierie du diagramme de bande d'énergie au voisinage du gap. Une bonne connaissance de ce dernier pour les matériaux utilisés est donc indispensable. Les hétérostructures réalisées en épitaxie par jets moléculaires sont obtenues à partir des composés de la famille III-V des arséniures : l'arséniure de gallium (GaAs), l'arséniure d'aluminium (AlAs) et l'arséniure d'indium (InAs). Les alliages  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  et  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  sont obtenus à partir des composés binaires en faisant varier la concentration en cation. Ces matériaux possèdent la structure zinc-blende et leur gap est direct au centre de la zone de Brillouin. Les porteurs de charge qui nous intéressent sont localisés au voisinage du minimum de la bande de conduction deux fois dégénérée (deux états de spin) possédant la symétrie  $\Gamma_6$  et au voisinage du maximum de la bande de valence quatre fois dégénérée (trous lourds et trous légers avec deux états de spin chacun) possédant la symétrie  $\Gamma_8$ . La construction du diagramme de bande que nous allons décrire nécessite la connaissance de quelques propriétés physiques des composés binaires qui sont résumées dans le tableau II et tirées de [Aren90] [Emi93a] :

		GaAs	AlAs	InAs
Paramètre de maille $a_0$ (Å)		5.6536	5.6611	6.059
Energie du gap $E_g$ à 10K (eV)		1.519	3.099	0.416
Masse effective de l'électron ( $m_0$ )		0.0665	0.15	0.027
Paramètres de Luttinger	$\gamma_1$	6.85	3.76	19.67
	$\gamma_2$	2.1	0.9	8.37
	$\gamma_3$	2.9	1.42	9.29
Coefficients élastiques (GPa)	$C_{11}$	12.11	12.02	8.54
	$C_{12}$	8.54	5.70	4.66
	$C_{44}$	5.94	5.89	3.96
Constante de couplage spin-orbit $\Delta_0$ (eV)		0.34	0.28	0.37

Tableau II : paramètres physiques utiles pour le calcul de bande



Pour obtenir les paramètres des alliages  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  et  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , nous avons effectué une interpolation linéaire à partir de ceux des composés binaires sauf pour les gaps  $E_g$  donnés ci-dessous à  $T=10\text{K}$  [Aren90] [Emi93b]:

$$E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})=1.519-1.603 \cdot x+0.50 \cdot x^2$$

$$E_g(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As})=1.519+1.247 \cdot y \quad \text{si } y < 0.45$$

$$E_g(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As})=1.519+1.247 \cdot y+1.147 \cdot (y-0.45)^2 \quad \text{si } y > 0.45$$

La différence des gaps des différentes couches épitaxiées entraîne une discontinuité de la bande de valence et de la bande de conduction à leurs interfaces. Ces discontinuités jouent un rôle essentiel pour le transport des électrons et des trous ainsi que pour les propriétés optiques. Dans le dispositif que nous proposons, elles sont d'autant plus importantes que la variation de la longueur d'onde d'émission laser en dépend. La simple connaissance des gaps des différents matériaux formant l'hétérostructure ne suffisant pas à positionner de façon relative leurs bandes de conduction et de valence, il faut au moins que l'énergie d'une des bandes pour chaque matériau soit calculée par rapport à un niveau de référence. La première théorie sur la discontinuité de bande des hétérostructures, développée au début des années 60 par Anderson, considérait comme niveau de référence celui du vide, le saut de la bande de conduction étant alors donné par la différence des affinités électroniques des deux semi-conducteurs. Il s'avère que cette description est trop simpliste et ne permet pas de prédire les discontinuités expérimentales [Maga87]. Depuis, de nombreux modèles ont été proposés, les plus employés étant : la théorie du dipôle d'interface formulée par Tersoff [Ters87][Ohle98], le modèle de Harrison qui calcule l'énergie de la bande de valence à partir de la méthode des combinaisons d'orbitales dans l'approximation des liaisons fortes (les énergies étant référencées par rapport aux énergies de l'atome libre) [Harr89][Shim02], et le modèle développé par Van de Walle connu sous le nom de "model-solid theory" [Van87][Van88]. Pour positionner les bandes de valence de part et d'autre de l'interface de façon relative nous avons utilisé le modèle développé par Van de Walle car il est simple à mettre en oeuvre et donne des sauts en énergie comparable à ceux fournis expérimentalement. Dans ce modèle, la position de l'extremum de la bande de valence pour tous les matériaux massifs est déterminé par rapport à une même référence, à savoir le potentiel électrostatique moyen des atomes neutres du solide, lui-même référencé par rapport au niveau du vide. Pour chacun des matériaux massifs on définit une énergie moyenne de la bande de valence par rapport à la référence. Cette énergie est la moyenne sur les trois bandes de valence, à savoir celle des trous lourds, celle des trous légers et celle de couplage spin-orbite. Elle est calculée dans le cadre de la théorie de la densité fonctionnelle à partir des pseudo potentiels *ab initio*. Ainsi la différence de ces énergies déterminées pour deux matériaux successifs donne le saut de potentiel  $\Delta E_{\text{BV-non contraint}}$  à leur interface et le saut de la bande de conduction s'en déduit à partir des gaps expérimentaux. Le tableau III donne les valeurs de ces sauts de potentiel dans le cas des interfaces formées par les trois composés binaires

qui nous intéressent. Le calcul développé par Van de Walle [Van87] prend en compte la redistribution des charges à l'interface en se basant sur la théorie de la densité fonctionnelle. Il a montré en outre que les sauts ainsi calculés (c'est-à-dire contraintes non incluses) ne dépendent pas de l'orientation cristallographique. Il a aussi été montré que le saut de bande n'est pas sensible aux effets piézoélectriques, ceux-ci induisant une distribution planaire de charge n'affectant pas la discontinuité de potentiel [Pico97]. Nous avons donc considéré que l'offset de bande  $\Delta E_{BV\text{-non contraint}}$  était identique dans le cas de l'orientation (100) et dans celui de l'orientation (111). Les effets d'interface ne sont considérés que pour des composés binaires, or nous avons à faire dans notre cas à des hétérostructures faisant intervenir des alliages, induisant forcément une redistribution des charges à l'interface et une relaxation locale des liaisons différentes du cas des binaires. Cependant nous ne prendrons pas en compte ces effets qui seront une source d'erreur potentielle au calcul développé ici.

	InAs sur GaAs	AlAs sur GaAs	InAs sur AlAs
$\Delta E_{BV\text{-non contraint}}$ (eV)	0.16	-0.57	0.73

Tableau III : offset de bande à l'interface des composés binaires

Pour avoir  $\Delta E_{BV\text{-non contraint}}$  dans le cas d'alliage on fait l'approximation d'un cristal virtuel en tenant compte des modifications des énergies résultant des déformations quand il n'y a pas accord de maille (c'est-à-dire quand on remplace une fraction  $x$  des atomes B par les atomes A dans  $A_xB_{1-x}C$ ). On trouve alors, en définissant  $\Delta a_v$  comme la différence des potentiels de déformation de GaAs et InAs et  $\Delta E_{BVnr} = \Delta E_{BV\text{-non contraint}} + \Delta(\Delta_0/3)$  [Card88]:

$$\Delta E_{BV\text{-non contraint}}(In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As) = x \cdot \Delta E_{BVnr}^{InAs/GaAs} - y \cdot \Delta E_{BVnr}^{AlAs/GaAs} + 3x(1-x) \cdot \Delta a_v \cdot \frac{a_{InAs} - a_{GaAs}}{a_{InAs}}$$

Le modèle de Van de Walle permet, en plus de la détermination des offsets de bande, d'incorporer de façon simple l'effet des contraintes résultant du désaccord de maille des matériaux empilés. La déformation dans le plan de la couche résultant de ce désaccord de maille s'exprime par :

$$\varepsilon(x,y) = \frac{a_{//} - a_0}{a_0}$$

avec  $a_0$  le paramètre de maille du matériau non contraint et  $a_{//}$  celui de la couche contrainte dans le plan de cette dernière. Le tenseur des contraintes subies par la couche épitaxiée, qui se déduit de la loi de Hooke à partir du tenseur des déformations, peut être décomposé en une composante hydrostatique et une composante de cisaillement. La composante hydrostatique a pour effet de décaler les énergies des bandes de valence et de conduction du matériau contraint. Ce décalage est quantifié par les potentiels de déformation hydrostatiques dans la bande de valence  $a_v$  et dans la bande de conduction  $a_c$  qui expriment la variation de l'énergie considérée par unité de variation de volume fractionnel. On

obtient alors une variation totale du gap  $E_H$  qui dépend de l'axe de croissance et qui est donnée par [Andr94] :

$$E_H(x,y)=2\cdot(a_c(x)-a_v(x))\cdot\left(1-\frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)}\right)\cdot\mathcal{E}(x,y) \quad \text{pour (100)}$$

$$E_H(x,y)=2\cdot(a_c(x)-a_v(x))\cdot\frac{12\cdot C_{44}(x)}{C_{11}(x)+2\cdot C_{12}(x)+4\cdot C_{44}(x)}\cdot\mathcal{E}(x,y) \quad \text{pour (111)}$$

Pour avoir un positionnement relatif, il faut connaître les valeurs des potentiels de déformation  $a_c$  et  $a_v$ . Suivant la démarche de Arent [Aren90], nous avons défini un coefficient de partition  $\Delta Q_H$  de la contrainte hydrostatique. Ainsi cette contrainte induit un décalage en énergie de  $\Delta Q_H \cdot E_H$  dans la bande de valence et de  $(1-\Delta Q_H) \cdot E_H$  dans la bande de conduction, comme représenté sur la figure 5. Plusieurs définitions sont possibles pour  $\Delta Q_H$ , cependant Arent [Aren90] a montré que celle résultant du modèle de Van de Walle était la plus en adéquation avec l'expérience. A l'aide du coefficient de variation du gap en fonction de la pression et du module de compressibilité défini par  $(C_{11}+2C_{12})/3$ , on peut alors exprimer le coefficient de partition sous la forme (avec les unités définies dans les tableaux II et III), où  $a(x)$  est le potentiel de déformation totale :

$$\Delta Q_H = \frac{a_v(x)}{a(x)} = \frac{a(x)-a_c(x)}{a(x)} = 1 - a_c(x) \cdot \left( \frac{dEg}{dP}(x) \cdot \frac{B}{10} \right)^{-1}$$

	$a_c$ (eV)	$b_v$ (eV)	$d_v$ (eV)	$dEg/dP$ ( $10^{-6} \times \text{eV} \cdot \text{cm}^2/\text{kg}$ )
GaAs	-7.1	-1.7	-4.5	10.8
InAs	-5.4	-1.8	-3.6	9.8

Tableau IV : potentiels de déformation d'après [Van88]

Avec cette définition du coefficient de partition et les valeurs du tableau IV, on trouve pour une couche  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  sur GaAs une valeur de  $(1-\Delta Q_H)$  égale à 86,2%, comparable à la mesure expérimentale de 83% effectuée par Goldys [Gold97] et celle estimée à 79% par Kudo en prenant soin d'éviter la ségrégation de l'indium (température de substrat 400°C pendant la croissance des puits  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ ) [Kudo95].

En ce qui concerne la contrainte de cisaillement, elle n'a d'effet que sur les bandes de valence. Elle lève la dégénérescence en  $k_{//}=0$  entre la bande de trous lourds et la bande de trous légers. L'énergie de la bande des trous lourds est alors augmentée de :

$$E_S^{HH}(x,y)=b_v(x)\left(1+2\frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)}\right)\cdot\mathcal{E}(x,y) \quad \text{pour (100)}$$

$$E_S^{HH}(x,y)=d_v(x)\frac{\sqrt{3}\cdot(C_{11}(x)+2\cdot C_{12}(x))}{C_{11}(x)+2\cdot C_{12}(x)+4\cdot C_{44}(x)}\cdot\mathcal{E}(x,y) \quad \text{pour (111)}$$

Tandis que celle des trous légers est diminuée de :

$$E_S^{LH}(x,y)=-\frac{1}{2}\Delta_0(x)-\frac{1}{2}E_S^{HH}+\frac{1}{2}\sqrt{(\Delta_0(x))^2+2\cdot\Delta_0\cdot E_S^{HH}+9\cdot(E_S^{HH})^2} \quad \text{pour (100)}$$

$$E_S^{LH}(x,y)=\left[d_v(x)\frac{\sqrt{3}\cdot(C_{11}(x)+2\cdot C_{12}(x))}{C_{11}(x)+2\cdot C_{12}(x)+4\cdot C_{44}(x)}-6\frac{|\mathcal{E}(x,y)|}{\Delta_0(x)}\left(d_v(x)\frac{C_{11}(x)+2\cdot C_{12}(x)}{C_{11}(x)+2\cdot C_{12}(x)+4\cdot C_{44}(x)}\right)\right]\cdot\mathcal{E}(x,y) \quad \text{pour (111)}$$

Au final les offsets réels représentés figure 5 sont calculés grâce aux expressions suivantes :

$$\Delta E_{BC-\text{constraint}}(x,y)=E_g^{Al_yGa_{1-y}As}-E_{g-\text{non constraint}}^{In_xGa_{1-x}As}-(1-\Delta Q_H)\cdot E_H-\Delta E_{BV-\text{non constraint}}^{In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As}$$

$$\Delta E_{BC-\text{constraint}}^{HH}(x,y)=\Delta E_{BV-\text{non constraint}}^{In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As}-\Delta Q_H\cdot E_H+E_S^{HH}$$

$$\Delta E_{BC-\text{constraint}}^{LH}(x,y)=\Delta E_{BV-\text{non constraint}}^{In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As}-\Delta Q_H\cdot E_H-E_S^{LH}$$

Sur les figures 6, 7 et 8 nous avons représenté le résultat de notre calcul pour ces trois décalages en fonction des concentrations d'indium et d'aluminium. On constate peu de différence entre les structures (100) et (111) dans le cas de la bande de conduction et de la bande de trous lourds contrairement à la bande de trous légers. Les trous légers possèdent une configuration de type II pour les faibles concentrations d'aluminium et d'indium conforme à ce qui a été démontré dans [Gera89]. Ce caractère type II est renforcé dans le cas (111), d'après notre calcul. Quand les concentrations d'aluminium et d'indium tendent vers 0, les offsets de la bande de valence sont sous-estimés par rapport aux mesures expérimentales. Dans ce cas une autre définition pour  $\Delta Q_H$  semble être préférable [Aren90]. Des effets de non-linéarité sur les potentiels de déformation peuvent aussi expliquer ce désaccord.

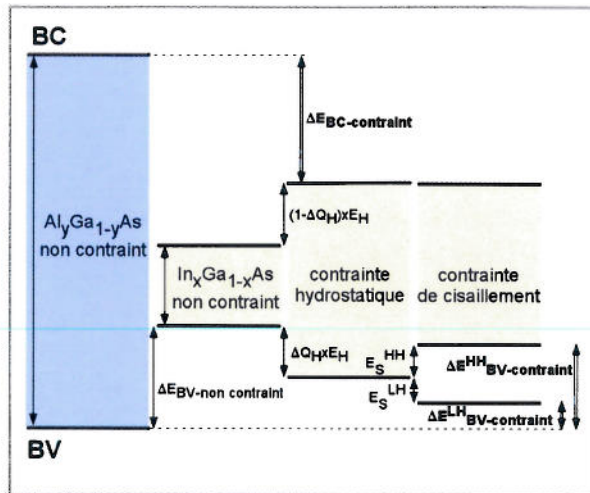


Fig.5 : représentation des offsets de bande dans le cas d'une couche  $In_xGa_{1-x}As$  contraint et sur une couche  $Al_yGa_{1-y}As$ .

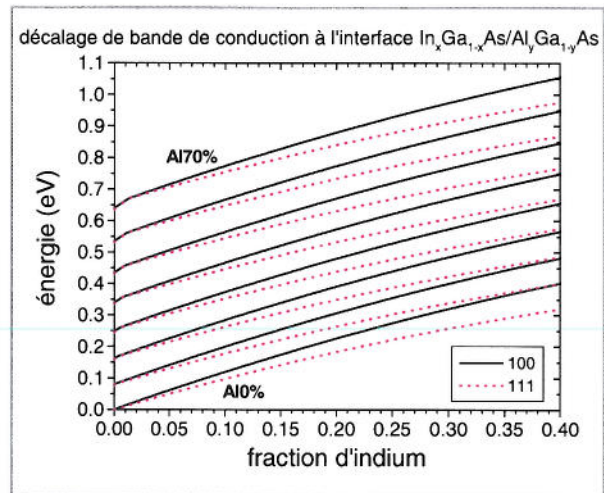


Fig.6 : offset de la bande de conduction  $\Delta E_{BC-contraint}$  pour une hétérostructure  $In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$  dans le cas (100) et (111), en fonction de la concentration d'indium et pour différentes concentrations d'aluminium (de 0% à 70% avec un pas de 10%).

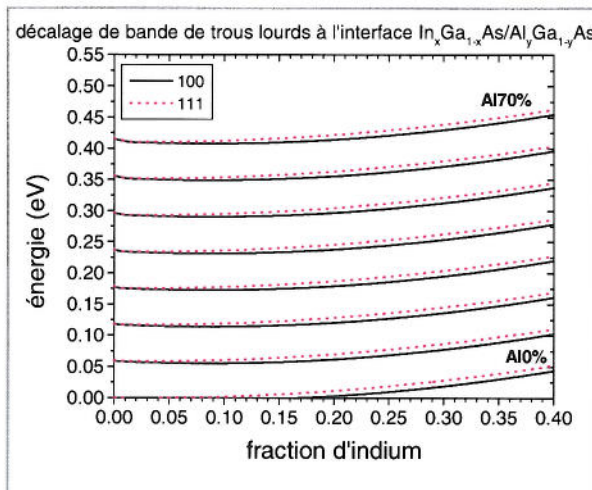


Fig.7 : offset de la bande de trous lourds  $\Delta E_{BC-contraint}^{HH}$  pour une hétérostructure  $In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$  dans le cas (100) et (111), en fonction de la concentration d'indium et pour différentes concentrations d'aluminium (de 0% à 70% avec un pas de 10%).

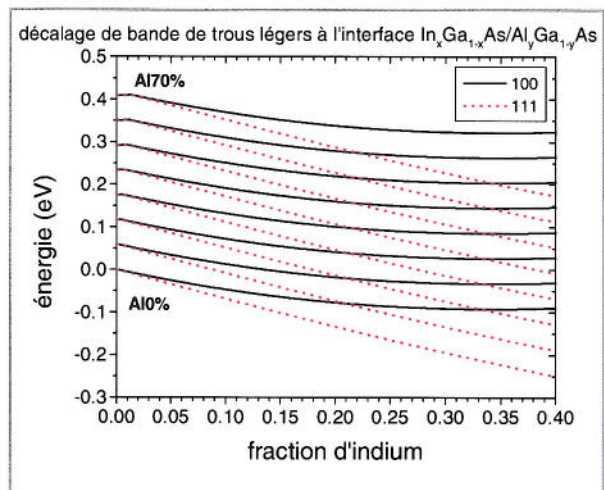


Fig.8 : offset de la bande de trous légers  $\Delta E_{BC-contraint}^{LH}$  pour une hétérostructure  $In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$  dans le cas (100) et (111), en fonction de la concentration d'indium et pour différentes concentrations d'aluminium (de 0% à 70% avec un pas de 10%).

Les contraintes ne modifient pas seulement les bandes d'énergie via les potentiels de déformation, elles induisent aussi un champ piézoélectrique statique. Ce champ piézoélectrique dépend du tenseur des déformations via le tenseur  $\gamma_{ij}$  des coefficients piézoélectriques. Pour les cristaux cubiques zinc-blende  $\gamma_{14}=\gamma_{25}=\gamma_{36}$  et les autres termes  $\gamma_{ij}$  sont nuls. Pour donner une idée intuitive de l'effet piézoélectrique et pour définir les conventions de signe que nous avons adoptées ici, nous avons représenté sur la figure 9 une vue en coupe de l'arrangement des atomes au niveau de la première interface (du point de vue de la croissance) du puits quantique dans le cas du substrat (111).

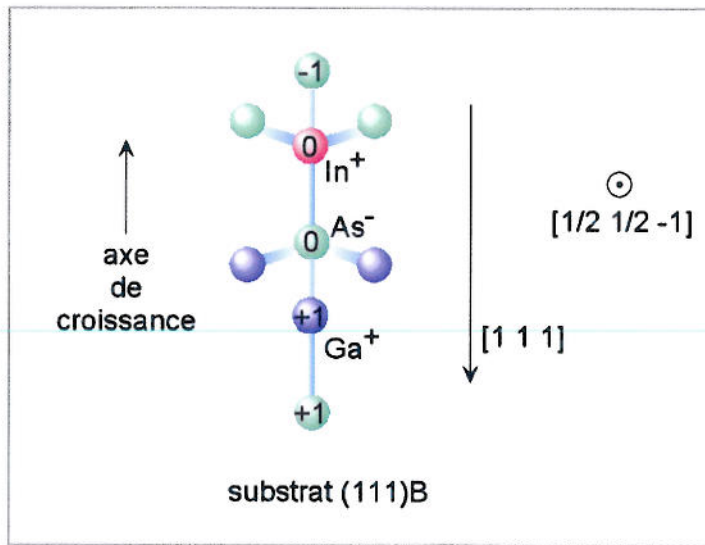


Fig.9 : empilement atomique à l'interface d'une couche GaAs et InAs sur substrat (111). Les atomes identifiés par 0 sont dans le même plan (1/2 1/2 -1), ceux par +1 et -1 dans un plan parallèle respectivement avancé ou reculé.

Le substrat étant orienté (111)B les premiers atomes d'indium déposés sont liés aux atomes d'arsenic de surface par une seule liaison. C'est cette liaison qui fixe l'orientation du champ piézoélectrique : il est choisi positif dans le sens du cation In vers l'anion As [Giro89]. Intéressons-nous plus particulièrement au tétraèdre formé par les quatre atomes liés à l'atome d'indium. Le paramètre de maille de la couche épitaxiée InGaAs étant différent de celui du substrat, la déformation dans le plan entraîne un allongement des liaisons In-As et une courbure vers l'intérieur des trois liaisons pendantes supérieures de l'atome d'indium. La liaison In-As étant polaire, il est possible d'associer une charge  $-1/4 \cdot q$  à chaque atome d'arsenic et une charge  $+q$  à l'atome métallique d'indium. Le déplacement relatif des cinq atomes formant le tétraèdre sous l'effet de la déformation entraîne aussi un déplacement noté  $d$  du barycentre des charges négatives associées aux atomes d'arsenic par rapport à celui des charges positives. Il est possible de quantifier ces déplacements via le paramètre de Kleinman  $\zeta$  qui traduit l'importance relative des courbures par rapport aux élongations des liaisons :  $d = \zeta \cdot a_0 / 2 \cdot \epsilon$  avec  $a_0$  le paramètre de maille et  $\epsilon$  la déformation dans le plan déjà définie précédemment. L'introduction du paramètre de Kleinman est intéressante car il peut s'exprimer en fonction des grandeurs macroscopiques mesurables que sont les coefficients élastiques grâce au modèle dit de « Valence Force Field » [Andr96]. Il y a donc formation d'un dipôle élémentaire constitué d'une charge effective  $Z^* = q/e$  (cette charge est appelée charge transverse et intervient aussi dans le calcul de l'écart d'énergie des phonons LO et TO). Le champ piézoélectrique théorique résultant de l'ensemble des dipôles ainsi créés est dirigé dans le sens opposé à l'axe [111] (la polarisation volumique est égale à  $4 \cdot e \cdot d / a_0^3$ ) et le coefficient piézoélectrique peut se mettre sous la forme  $\gamma_{14} = Z^* \cdot \zeta \cdot e / a_0^2$ . L'orientation du champ ainsi calculée grâce au modèle dit « ionique » s'explique du fait qu'il est plus facile de courber les liaisons que de les étirer [Andr94]. Cependant la mesure expérimentale fournit un coefficient piézoélectrique négatif comme le montre le tableau V dans le cas de GaAs et InAs.

	$\gamma_{14}$ (C/m <sup>2</sup> ) expérimental	$a_0^2/e \cdot \gamma_{14}$ expérimental	$Z^* \cdot \zeta$ ionique	$a_0^2/e \cdot \gamma_{14}^0$ électronique
GaAs	-0.16	-0.32	1.47	-1.79
InAs	-0.05	-0.10	1.92	-2.02

Tableau V : coefficients piézoélectriques normalisés d'après [Mart72].

Il s'avère en fait que le déplacement des atomes provoque une redistribution des charges électroniques au niveau des liaisons qui se traduit par une contribution au champ piézoélectrique dite électronique. D'un point de vue macroscopique il a été montré que cette contribution électronique correspondait au moment d'ordre deux de la variation de la densité de charge induite par le déplacement des atomes, tandis que la contribution ionique correspond au moment d'ordre un [Mart72]. Le coefficient piézoélectrique s'écrit alors  $\gamma_{14} = \gamma_{14}^0 + Z^* \cdot \zeta / a_0^2$  avec  $\gamma_{14}^0$  la contribution électronique qui se déduit de la valeur mesurée et du calcul de la contribution ionique.

Une fois déterminé le coefficient piézoélectrique, il reste à calculer le tenseur des déformations ( $\epsilon_{xy}, \epsilon_{yz}, \epsilon_{xz}$ ) dans la base liée à l'axe de croissance en fonction des coefficients élastiques et de la déformation dans le plan de la couche [Andr94]. Le champ est alors égal à la projection de la polarisation selon l'axe de croissance au coefficient de permittivité près. On montre ainsi que dans la structure zinc-blende une contrainte uniaxiale le long de l'axe [111] cause une polarisation longitudinale (résultat qui se déduit directement à partir de la figure 9). Le champ piézoélectrique résultant de la contrainte s'exprime alors, en fonction de la concentration x d'indium et y d'aluminium, sous la forme [Cors93] [Anas92] :

$$\vec{F} = 0 \cdot \vec{u}_{100} \quad \text{pour (100)}$$

$$\vec{F} = \frac{2 \cdot \sqrt{3}}{\epsilon \epsilon_0} \gamma_{14} \frac{C_{11}(x) + 2 \cdot C_{12}(x)}{C_{11}(x) + 2 \cdot C_{12}(x) + C_{44}(x)} \epsilon(x, y) \cdot \vec{u}_{111} \quad \text{pour (111)}$$

Le coefficient piézoélectrique étant négatif pour les composés binaires GaAs et InAs, on trouve bien avec cette dernière formule que le champ piézoélectrique est orienté vers le substrat (pour le cas d'un substrat (111)B). Pour déterminer le champ piézoélectrique, nous avons utilisé la valeur expérimentale  $\gamma_{14} = 0.115 - 0.2324 \times x$  (C/m<sup>2</sup>) donnée dans [Sanr94] pour une concentration d'indium x comprise entre 0.07 et 0.23. Cette valeur expérimentale est ~30% inférieure à celle obtenue par interpolation des valeurs mesurées pour les composés binaires correspondants. Cet écart peut s'expliquer par une non-linéarité du coefficient piézoélectrique provenant des effets de la déformation sur le paramètre de Kleinman [Andr96], et par le fait que les valeurs des composés binaires sont données à 300K et que les puits contraints exhibent de la pyroélectricité [Izpu99] [Bahd94].

### 3. Calcul des niveaux d'énergie

Les niveaux d'énergie résultant du confinement dans le puits actif de la structure ont été déterminés en résolvant l'équation de Schrödinger de deux façons différentes : soit par la méthode des matrices de transfert en utilisant la base des fonctions d'Airy, soit par la méthode des différences finies. La première méthode a été mise en œuvre pour un champ électrique régnant de façon uniforme sur toute la largeur d'une couche, tandis que la deuxième nous a semblé plus rapide à développer pour effectuer un calcul auto-consistant avec l'équation de Poisson.

La méthode des matrices de transfert, expliquée en détail dans [Anem93] et [Orti99] par exemple, consiste à écrire pour chaque couche homogène, la fonction enveloppe  $\psi(z)$  solution de l'équation de Schrödinger comme combinaison linéaire de vecteurs propres de cette équation, en faisant l'approximation de la fonction enveloppe. Dans le cas où le champ est nul dans la couche les vecteurs propres sont des fonctions exponentielles, dans le cas contraire des fonctions d'Airy [Ghat88], [Ghat90]. Pour une couche donnée les coefficients d'expansion intervenant dans la combinaison linéaire en fonctions propres de la fonction d'onde sont déterminés à partir de ceux associés à la couche adjacente en appliquant les conditions de continuité de la fonction enveloppe  $\psi(z)$  et de la densité de courant  $[1/m^*(z)]d\psi(z)/dz$  à l'interface entre les deux couches. Ces conditions de continuité permettent ainsi de définir des matrices de passage entre les coefficients d'expansion d'une couche à une autre, matrices de passage dont on trouvera les expressions dans [Wagn93]. Les conditions aux limites, c'est-à-dire en entrée et en sortie de l'empilement, qui imposent à la fonction enveloppe d'être un état lié, permettent de trouver une condition sur l'un des coefficients diagonaux de la matrice de passage globale de l'empilement dont les solutions sont les énergies des états confinés de la structure. Pour chaque état propre de l'énergie, les coefficients d'expansion sont alors déduits en fixant celui de l'onde évanescente à l'une des entrées.

La méthode des différences finies quant à elle consiste à discrétiser les grandeurs physiques dans chaque couche de l'empilement selon l'axe de croissance et à effectuer par exemple l'approximation des dérivées des fonctions en un point par la pente joignant deux points adjacents. Une manière de discrétiser, qui permet de bien gérer les discontinuités de certaines fonctions aux interfaces comme les masses effectives et les potentiels, est le schéma dit à trois points [Tan90]. Ainsi l'hamiltonien du système peut s'écrire sous forme d'une matrice dont les valeurs propres et les vecteurs propres sont respectivement les énergies des niveaux confinés et leurs fonctions associées. Un logiciel de calcul tel que « Mathematica » permet très aisément de calculer ces valeurs propres et vecteurs propres.

#### ***B. Fabrication technologique et choix de la structure physique***

Jusqu'à maintenant nous avons discuté le diagramme de bande d'énergie de la structure laser que nous voulons tester. Pour pouvoir valider ce dernier, il faut choisir une structure physique permettant de réaliser un laser de type ruban, lors des étapes technologiques dont les objectifs sont de



créer la zone d'injection électrique et de définir la cavité optique. Les possibilités offertes sont nombreuses : ruban défini par oxydation latérale, par bombardement de protons, par diffusion des dopants, par gravure profonde pour obtenir un « mesa » (terme emprunté à la géographie désignant un plateau formé par les restes d'une coulée volcanique, quand l'érosion a abaissé les terrains environnants), par reprise de croissance pour obtenir des structures enterrées, par gravure peu profonde pour former un « ridge » (terme anglo-saxon pour désigner une strie) [Wood94]. Dans notre cas il est nécessaire que le composant laser soit simple et rapide à réaliser pour optimiser le temps de fabrication dans la mesure où une grande quantité d'empilements devait être testée afin de rechercher le diagramme de bande optimal. De plus, le seuil doit être le plus faible possible comme nous le verrons au chapitre IV. Ces deux conditions permettent d'emblée de sélectionner les structures mesa et ridge. Il faut, en outre, que le procédé de fabrication soit répétable à l'identique afin d'obtenir une comparaison fiable entre les différents échantillons. Enfin la technologie ne doit pas entraîner d'interférence sur l'effet recherché, intrinsèque à la structure de bande (dit autrement l'empilement des couches), et permettre la caractérisation la plus complète possible (détection de l'émission spontanée et de l'émission amplifiée). Nous commencerons dans un premier temps par nous intéresser à l'influence de la dimension latérale et du choix qui en découle. Ensuite nous décrirons les étapes technologiques.

### 1. Choix du type de structure : "mesa" ou "ridge" ?

Pour quantifier de façon simple le champ électrique appliqué en fonction du courant d'injection, il suffit de considérer que les barrières forment une capacité comme le montre la figure 10. Le champ électrique est alors donné simplement par  $F=Q/\epsilon_r\epsilon_0$  avec  $Q=q\cdot n$  la charge totale accumulée d'un côté et de l'autre du puits actif,  $n=(1/q)\cdot J_z\cdot\tau_{\text{eff}}$  la densité de porteurs dans le cas où on ignorerait la diffusion latérale des porteurs,  $J_z$  la composante de la densité de courant selon l'axe  $z$ , et  $\tau_{\text{eff}}$  le temps de recombinaison effectif des porteurs. La relation  $n=(1/q)\cdot J_z\cdot\tau_{\text{eff}}$  suppose les composantes de la densité de courant d'injection  $J_x$  et  $J_y$  nulles c'est-à-dire une injection homogène dans le plan des puits quantiques.

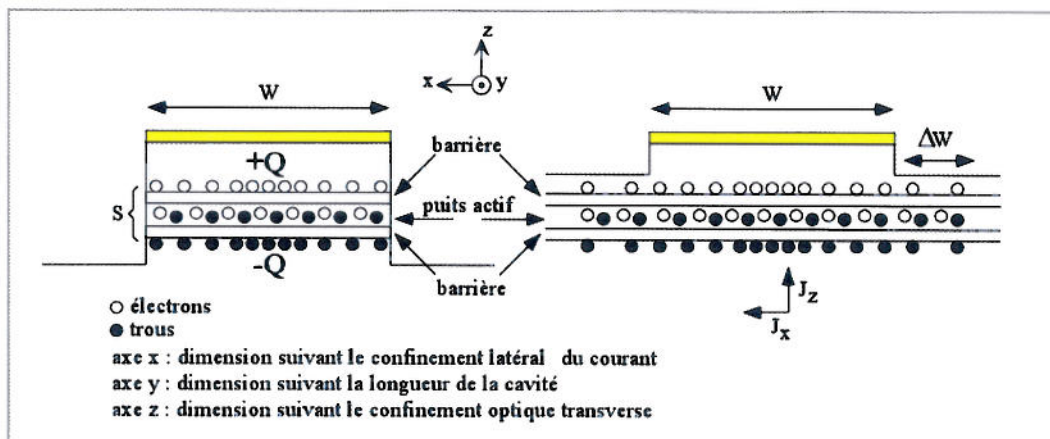


Fig. 10 : structure mesa (à gauche) et ridge (à droite) vue en coupe transversale.

Nous avons comparé la distribution latérale des porteurs (cette dimension étant la plus contraignante car la longueur de la cavité est en générale très supérieure à sa largeur) dans le cas d'une structure "mesa" et une structure de type "ridge" représentées respectivement à gauche et à droite sur la figure 10. Dans le cas mesa, l'inhomogénéité éventuelle provient de la vitesse de recombinaison  $S$  au niveau des faces gravées latéralement tandis que dans le cas ridge elle résulte de la diffusion des porteurs vers les zones externes au ruban, le long du puits actif et des barrières. En utilisant l'équation de transport ambipolaire selon la direction latérale, nous avons estimé le profil de distribution des porteurs dans le puits actif en fonction de la durée de vie effective de ces derniers en supposant qu'elle est indépendante de la densité des porteurs et que  $J_z$  est indépendant de la position latérale, ce qui revient à une perte de couplage entre la couche active et les contacts [Torr97]. La différence dans le calcul entre les deux structures réside dans les conditions aux limites : dans le cas du mesa on impose le courant de diffusion latérale égal au courant de recombinaison au niveau des flancs gravés, dans le cas du ridge on impose la continuité du courant de diffusion latérale entre la région où règne le courant d'injection  $J_z$  et les régions externes au contact. Pour le coefficient ambipolaire et la vitesse de recombinaison en surface, nous avons choisi la valeur reportée par Hut et collaborateurs [HU94] à savoir  $D^*=22\text{cm}^2/\text{s}$  et  $S=2\times 10^5\text{cm/s}$  respectivement à température ambiante. La figure 11 représente le résultat du calcul de cette distribution dans le cas des deux structures. Pour des temps effectifs inférieurs à 10ns, on constate que la distribution des porteurs est quasi homogène, ce résultat étant d'autant plus vrai que la largeur  $W$  augmente (les effets de bord deviennent négligeables). Un critère d'homogénéité peut être que la distance nécessaire pour abaisser de moitié la concentration des porteurs soit 10 fois inférieure à la largeur du ruban. Ainsi les effets de bord sur le spectre d'émission en longueur d'onde peuvent être négligés. A priori dans le cas  $\tau_{\text{eff}} < 10\text{ns}$  il n'y a pas d'argument fort en faveur d'une structure par rapport à l'autre. Nous avons donc choisi de façon arbitraire d'utiliser une structure de type mesa. Nous avons en outre travaillé avec des largeurs de ruban  $W$  égales à  $75\mu\text{m}$  mais aussi et surtout égales à  $300\mu\text{m}$  afin de diminuer encore plus les effets de bords.

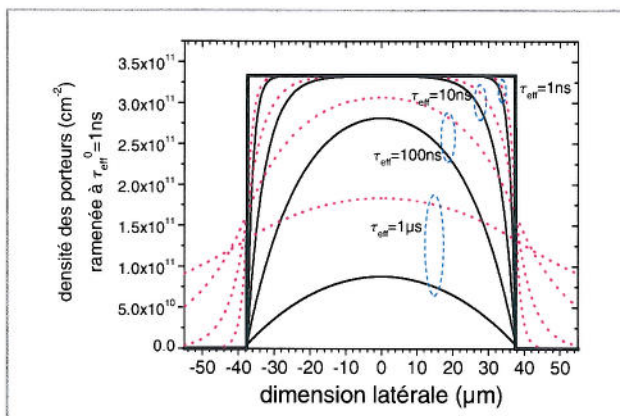


Fig.11 : modélisation du profil de distribution latérale des porteurs pour une structure mesa de  $75\mu\text{m}$  de large et  $250\mu\text{m}$  de long, et différents temps de vie. Pour comparer les profils entre eux nous avons tracé  $n \cdot \tau_{\text{eff}}^0 / \tau_{\text{eff}}$  plutôt que  $n$ , avec  $n$  la densité de porteurs dans le puits,  $\tau_{\text{eff}}^0 = 1\text{ns}$  et  $\tau_{\text{eff}}$  le temps de vie des porteurs que nous faisons varier. Le courant d'injection vaut  $10\text{mA}$ .

## 2. Etapes de fabrication lors du processus technologique

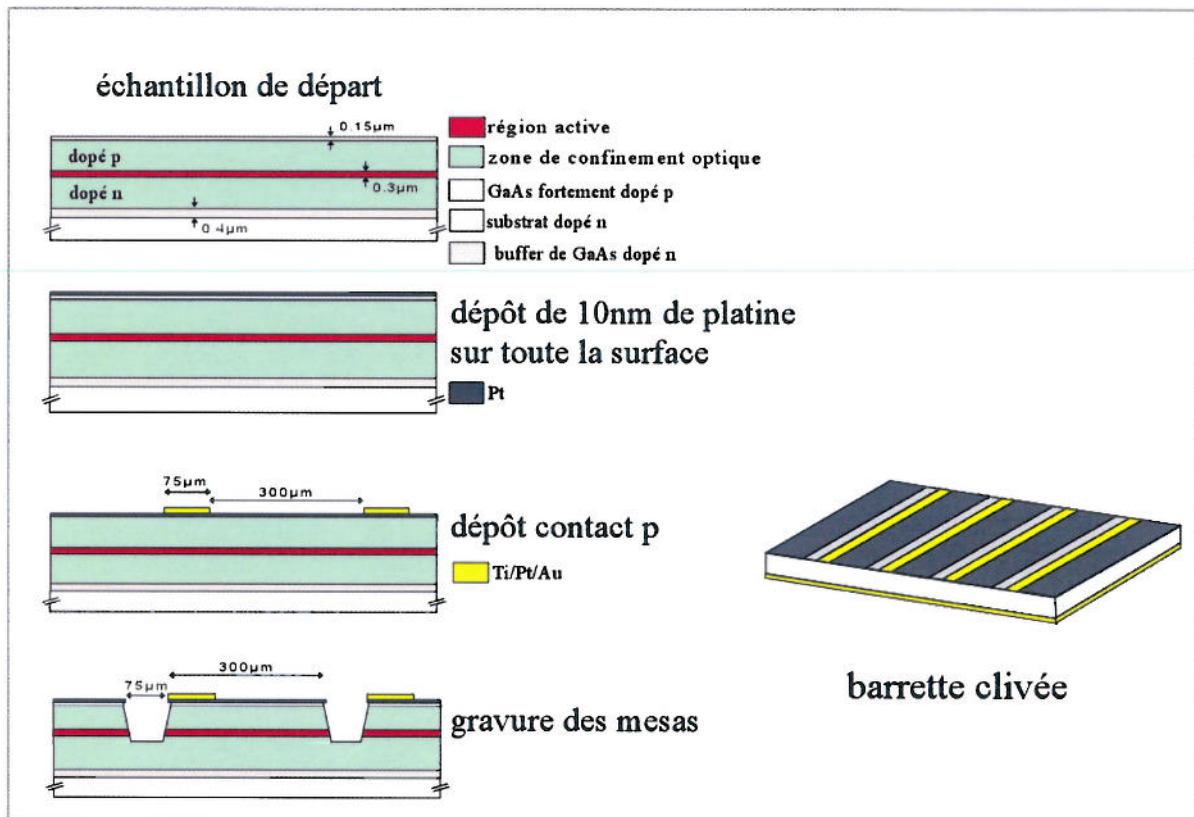


Fig.12 : étapes de fabrication des diodes laser.

L'objectif des étapes technologiques est double dans notre cas: il s'agit de définir la géométrie du laser et de déposer les contacts métalliques permettant l'injection du courant. Ces derniers doivent être ohmiques afin d'éviter le chauffage à l'interface métal/semiconducteur. En effet la résistance éventuelle introduite par la barrière de potentiel à l'interface peut provoquer une évaporation de la couche métallique formant le contact, pour des courants nécessaires à l'obtention du régime laser. Dans le cas de la diode p-i-n, deux types différents de contact sont à envisager pour pallier la barrière Schottky car cette dernière dépend entre autre du type de dopage du semiconducteur. Le contact électrique sur la face très fortement dopée de type p consiste en un empilement Pt(100Å)/Ti(400Å)/Pt(100Å)/Au (3000Å) et permet d'atteindre une résistivité de contact de quelques  $10^{-7}$  ohm.cm<sup>2</sup>. Ce contact est non diffusant [Okada91] et à cause de la grande valeur du travail de sortie du platine (5.32eV) sa résistance est faible. La couche d'or sert à souder un fil par thermo-compression. Il faut éviter de faire diffuser l'or dans le GaAs car ce dernier interagit avec les atomes de gallium. Le contact déposé sur la face dopé n, à savoir celle du substrat, est un contact diffusant et est réalisé par un empilement Ni(50Å)/Ge(100Å)/Au(200Å)/Ni(50Å)/Au(1000Å), dans un bâti d'évaporation. Le contact proprement dit est l'empilement Ge(100Å)/Au(200Å) qui à 350°C forme un eutectique. Pendant une étape de recuit l'or diffuse vers le substrat pour réagir avec les atomes de

gallium, permettant ainsi au germanium de se substituer à ces derniers. Ainsi est créé localement un sur-dopage n contribuant à un passage continu du semiconducteur vers le métal. De très bons contacts ohmiques sont alors obtenus, cependant si on se contente des couches Ge/Au, la qualité morphologique est granulaire. La première couche de Ni sert donc de couche de mouillage évitant la formation de bille Ge-Au [Shen92]. La deuxième couche de Ni sert de barrière entre l'or nécessaire au contact dont la concentration doit être optimisée et la couche d'or plus épaisse utilisée pour la soudure du contact. Elle joue aussi le rôle de barrière pour éviter la diffusion de l'arsenic As (un composé NiAs conducteur se forme) lors du recuit thermique rapide.

La figure 12 montre les différentes étapes technologiques mises en œuvre pour réaliser les diodes laser avec la structure la plus étudiée lors de cette thèse. Dans toutes ces étapes, la lithographie a été réalisée avec une résine positive épaisse (S5440) insolée pendant 20s et développée au 2401 pendant 40s. La résine a été choisie épaisse ( $\sim 4,5\mu\text{m}$ ) pour faciliter les étapes de « lift-off » qui consistent à retirer le métal déposé sur cette dernière en la dissolvant à l'acétone. Pour former une fenêtre semi-transparente, la première couche de platine participant au contact p est déposée sur toute la surface supérieure de l'échantillon. Ensuite les zones où les empilements métalliques doivent être déposés sont définies en forme de ruban de largeur  $75\mu\text{m}$  et de longueur égale à toute la plaque en cours de process. Une fois le contact déposé, les rubans laser sont réalisés en décalant le masque ayant servi à fabriquer le contact p et en gravant des zones de  $75\mu\text{m}$  de large, d'abord par bombardement ionique pour retirer les  $100\text{\AA}$  de platine, puis par voie chimique  $\text{H}_3\text{PO}_4(1)/\text{H}_2\text{SO}_4(1)/\text{H}_2\text{O}_2(1)/\text{H}_2\text{O}(2)$  (entre parenthèses sont indiqués les rapports volumiques) pour retirer le semiconducteur. Non seulement cette étape définit les rubans laser, mais elle permet aussi d'isoler les diodes entre elles. Avant de déposer le contact n sur la face côté substrat, celui-ci est aminci à  $\sim 100\mu\text{m}$  afin de diminuer les effets thermiques et de permettre un clivage correct, suivi d'une attaque chimique pour enlever la zone écrouie. Une fois les deux contacts déposés, un recuit thermique rapide de 40s à  $400^\circ\text{C}$  est effectué. Le clivage des diodes permettant de définir la cavité laser s'opère en réalisant des amorces de l'ordre de  $100\mu\text{m}$  de long avec une pointe diamant. L'échantillon est monté sur une platine micro-contrôle permettant de séparer les amorces avec une précision d'environ  $2\mu\text{m}$ . Nous verrons par la suite que le choix de la longueur de la cavité est un paramètre important dans la démonstration de notre principe. La barrette clivée est ensuite obtenue en posant l'échantillon sur une surface souple, la face dopée P étant en contact avec cette surface, et en faisant rouler sur le substrat un rouleau métallique. La barrette laser est enfin soudée sur une céramique dorée grâce à une préforme indium/étain. Le tout est collé à l'aide d'une résine (KTI) sur un boîtier de type TO12 sur lequel sont soudés les fils de contact. La figure 13 donne une représentation schématique du composant prêt à être testé en cryostat (le boîtier TO12 n'est pas dessiné).

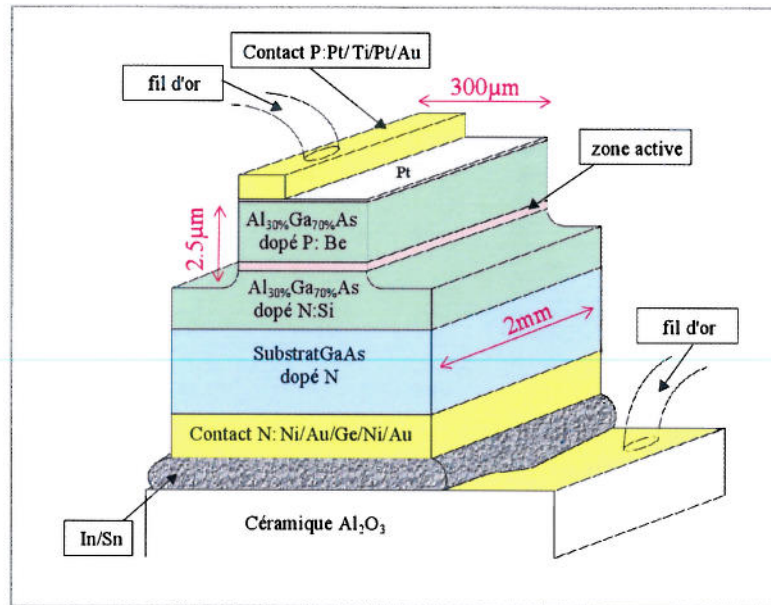


Fig.13 : schéma de la diode prête à être caractérisée.

### C. Bancs de caractérisations

Pour étudier nos échantillons, nous avons bénéficié de plusieurs moyens de caractérisation : un banc permettant de mesurer l'électroluminescence ainsi que la photoluminescence issue des diodes, un autre rendant possible des mesures de photocourant et enfin un banc servant à mesurer la photoluminescence résolue en temps. L'essentiel du travail a été effectué sur un banc dit « d'électroluminescence » qui est représenté sur la figure 14 et qui a permis une caractérisation rapide et efficace grâce à un détecteur refroidi constitué d'une CCD (Coupled Charge Display) (La première année de cette thèse ainsi que la moitié de la deuxième a été effectuée avec un photomultiplicateur GaAs, il va sans dire que l'utilisation d'une CCD a permis d'augmenter considérablement la vitesse de travail). L'échantillon est placé dans un cryostat à circulation d'hélium et il peut être orienté de telle sorte que la lentille de collection recueille dans le monochromateur l'émission de surface ou l'émission guidée (sur la figure 14, l'échantillon étant placé à 45° de la lentille de collection, elle recueille les deux types d'émission, sachant que l'émission guidée est horizontale). La diode est alimentée par une source de courant continue Keithley 220 pour les mesures en dessous du seuil (courant variant de 1nA à 100mA) et une source de courant pulsée HP 8114A (courant compris entre 40mA et 2A) pour la caractérisation des diodes en régime laser. De plus grâce à un laser continu titane-saphir pompé par un laser argon, nous avons effectué sur le même banc les mesures de photoluminescence des échantillons avant et après les étapes technologiques, en les excitant avec une énergie inférieure aux zones de confinement optique. Via une source de tension, nous avons aussi étudié la photoluminescence des diodes sous polarisation inverse.

Lors des mesures des spectres optiques issus de la diode sous injection continue nous avons aussi mesuré la tension aux bornes du dispositif afin de corrélérer la caractéristique courant-tension avec

les mesures optiques comme le montre la figure 15. Nous pouvons ainsi constater que l'émission du puits quantique apparaît quand la tension appliquée compense le potentiel de jonction  $V_{bi}$  qui est de l'ordre de 1.6V à température ambiante. De plus une fois le potentiel de jonction dépassé, deux régimes ont lieu : entre 1.6V ( $I \sim 10\mu A$ ) et 2.3V ( $I \sim 0.1mA$ ), la largeur de raie du pic est quasi constante et les pentes des caractéristiques tension-courant et tension-puissance optique sont faibles en comparaison du régime de tensions supérieures à 2.3V, où en outre la largeur de raie augmente alors brusquement. Ce deuxième régime semble correspondre à une injection quasi totale des porteurs dans le puits.

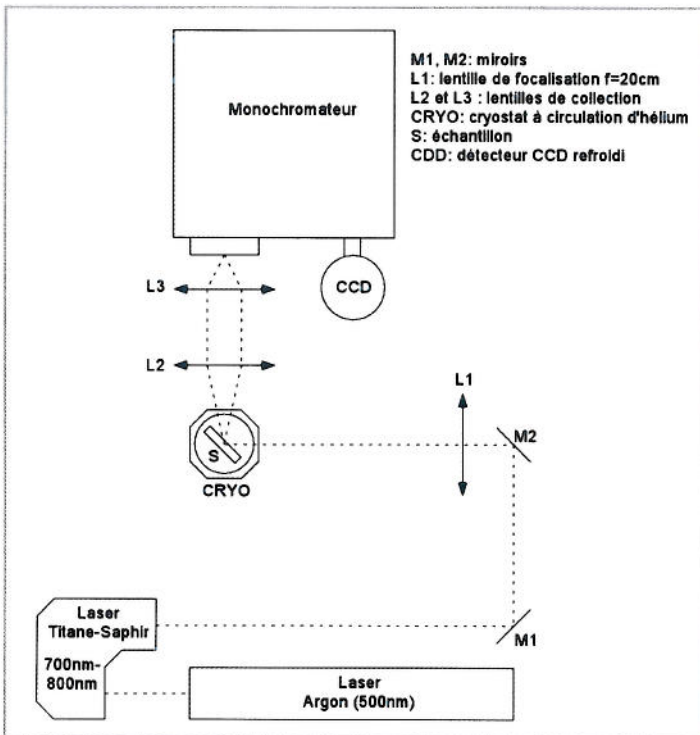


Fig.14 : schéma du banc de caractérisation servant à mesurer l'électroluminescence et la photoluminescence des échantillons.

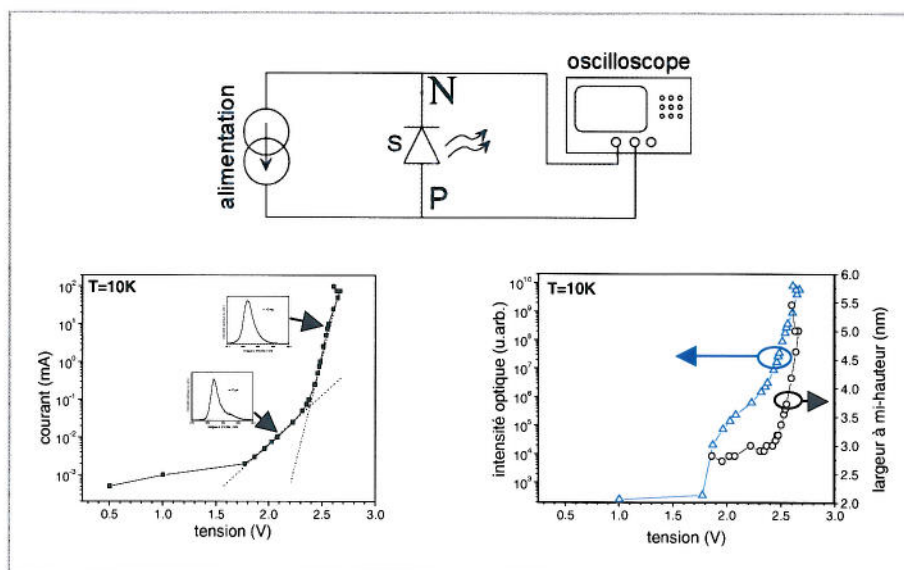


Fig.15 : corrélation entre les mesures électriques et optiques.

Nos composants étant larges nous avons aussi mesuré les effets liés à la distribution spatiale des porteurs à l'aide d'un banc utilisé pour faire des mesures de micro-photoluminescence à basse température (l'avantage est la présence d'un cryostat Oxford dont les fenêtres sont très proches de l'échantillon). Il s'agit ici de faire l'image de la surface de l'échantillon sur la fente d'entrée du monochromateur et donc sur la CCD comme le montre la figure 16.

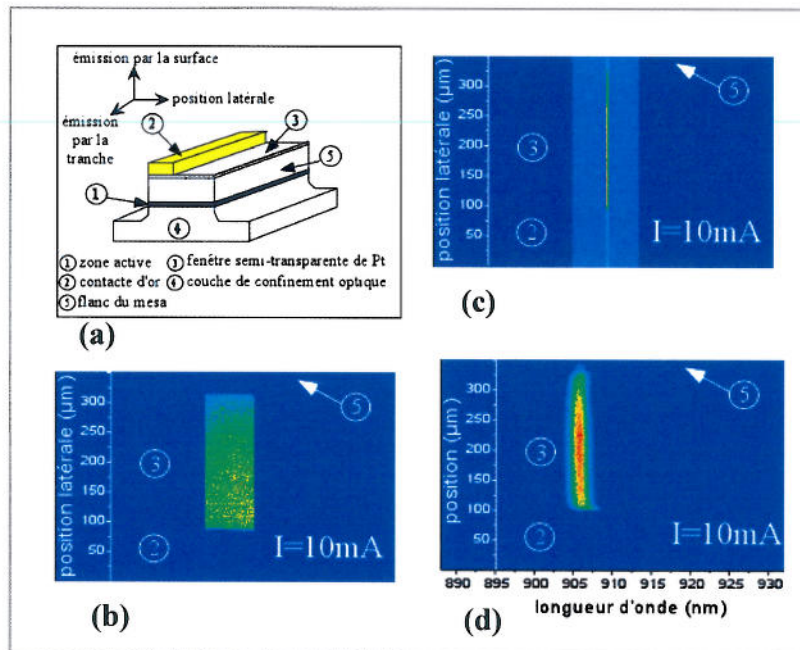


Fig.16 : description de la mesure caractérisant l'émission de surface résolue selon la dimension spatiale latérale. (a) définition des orientations et des différentes zones du composant, (b) émission de surface fente ouverte avec réseau en position miroir, (c) fente fermée, (d) mesure en longueur d'onde résolue selon la dimension spatiale latérale.

L'objectif de microscope utilisé pour collecter le signal a une ouverture numérique de 0.4 et une puissance  $20\times$ . Nous avons fait en sorte d'avoir un grandissement de l'image sur la CCD d'environ  $19\times$  (ce grandissement est optimum pour observer l'ensemble des  $300\mu\text{m}$  de la largeur du composant, sachant que les pixels de la CCD ont une taille de  $25\mu\text{m}$  et qu'il y en a 256 dans la direction qui nous intéresse). La figure 16(a) permet de définir les orientations du composant et les différentes zones, le ruban métallique se trouvant positionné perpendiculairement à la fente d'entrée du monochromateur. La figure 16(b) montre l'image de la surface du composant alimenté avec un courant de  $10\text{mA}$  dans le cas où la fente est ouverte au maximum et le réseau en position miroir. Seule l'émission provenant de la zone 3, à savoir à travers la couche semi-transparente de platine est détectée (la largeur de la zone lumineuse correspond à l'ouverture de la fente). Ainsi on choisit la zone où l'émission est la plus homogène possible (les endroits exhibant des trous dans le platine par exemple sont évités). Nous avons estimé une inhomogénéité d'environ 5% d'un bord à l'autre du mesa, prenant surtout place au niveau des  $20\mu\text{m}$  du bord opposé au contact métallique. La figure 16(c) montre la même image que précédemment mais avec la fente fermée à  $200\mu\text{m}$  pour pouvoir ensuite, comme sur la figure 16(d), obtenir (en positionnant de façon adéquate le réseau) non seulement une information

en intensité, mais aussi une information spectrale en fonction de la position latérale. Nous verrons dans le chapitre suivant que de telles mesures permettent une identification de certaines raies apparaissant dans le spectre optique des échantillons.

Pour quantifier l'effet d'un champ électrique sur les puits quantiques de nos structures, en évitant les problèmes liés à une accumulation des porteurs propre au pompage optique laser, nous avons monté un banc permettant de mesurer le photocourant. Afin d'exciter les diodes avec un faisceau optique de longueur d'onde variable, nous avons utilisé une lampe blanche Oriol filtrée à travers un monochromateur. Le pinceau lumineux excitant la surface de la diode possède une largeur spectrale d'environ 0.05nm, une largeur spatiale d'environ 100 $\mu$ m, une hauteur de 400 $\mu$ m et une puissance de  $\sim$ 100nW. Le courant, induit par les porteurs photo-cr  s dans le puits et s'échappant de ce dernier, est de l'ordre du picoampère. Afin de détecter des courants si faibles, nous avons utilisé un amplificateur HP faible bruit (qui permet en outre d'appliquer une tension aux bornes de la diode) et une détection synchronisée sur la fréquence d'un obturateur placé sur le chemin de la lumière d'excitation.

Les temps de transfert des électrons et des trous à travers la structure sont des paramètres essentiels pour le fonctionnement du dispositif que nous proposons. Un moyen d'y avoir accès est l'étude de la photoluminescence résolue en temps. Le principe de la mesure est le même que la photoluminescence en continu, sauf qu'ici nous nous intéressons aux variations de l'intensité du spectre émis par les porteurs hors équilibre qui ont été photo-cr  s par une impulsion optique de  $\sim$ 1ps issue d'un laser titane-saphir. L'évolution temporelle est obtenue grâce à une « streak » caméra. Dans une telle mesure les électrons et les trous sont générés au même endroit, contrairement à l'injection électrique où les électrons sont introduits dans la zone active par la région dopée N et les trous par la région dopée P. Dans les deux cas la dynamique des porteurs n'est donc pas équivalente. Cependant de telles mesures permettront d'avoir une idée de la transparence des barrières tunnel vis-à-vis des porteurs comme nous le verrons dans le chapitre III.

## ***D. Présentation de l'effet Stark quantique confiné***

### **1. Aspects théoriques**

L'effet Stark quantique confiné est l'un des effets électro-optiques les plus efficaces dans les semi-conducteurs, et est communément appliqué dans les modulateurs à puits quantiques [Neils97]. Cet effet a été mis en évidence de façon expérimentale en 1985 par Miller et collaborateurs [Miller85]. Il apparaît quand un champ électrique statique est appliqué perpendiculairement à un puits quantique. Ce champ a pour première conséquence de diminuer l'absorption optique de l'état fondamental du puits. En effet comme il sépare les fonctions d'onde des électrons et des trous, il induit une forte diminution de la force oscillateur de la transition optique. L'autre caractéristique induite par le champ est le décalage vers les grandes longueurs d'onde de l'émission associée à la transition fondamentale



du puits. C'est essentiellement ce dernier effet qui nous intéresse dans la réalisation du laser accordable que nous proposons. L'ensemble des conséquences du champ électrique sur les propriétés optiques du puits quantique est regroupé sous le nom d'effet Stark quantique confiné.

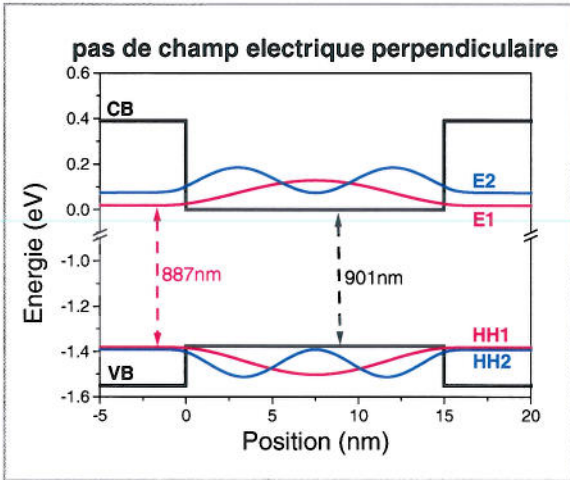


Fig.17 : profil de bande d'un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 15nm en l'absence de champ électrique avec les fonctions enveloppes des deux premiers niveaux confinés.

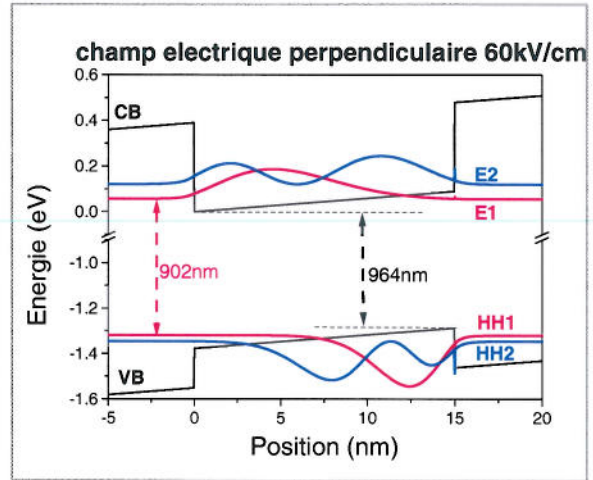


Fig.18 : même figure que la 17 mais cette fois avec un champ électrique perpendiculaire au puits de 60kV/cm.

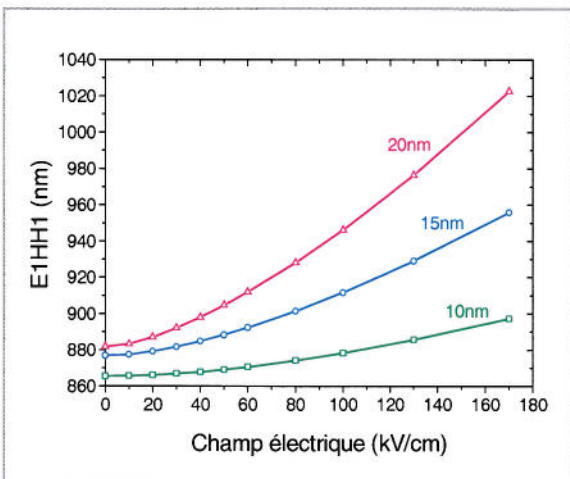


Fig.19 : variation de l'énergie de la transition fondamentale  $E1HH1$  en fonction du champ électrique pour différentes largeurs de puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ .

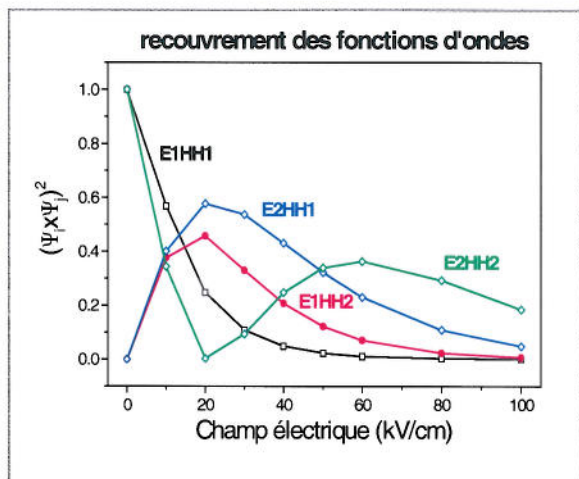


Fig.20 : évolution des recouvrements des fonctions d'onde des différentes transitions d'un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 20nm en fonction du champ électrique.

Les figures 17 et 18, issues de la modélisation décrite précédemment, illustrent cet effet dans le cas d'un puits quantique d' $In_{10\%}Ga_{90\%}As$  d'épaisseur  $L=20nm$  intercalé entre des barrières en  $Al_{30\%}Ga_{70\%}As$ . Le champ électrique d'intensité  $F$  a pour conséquence de réduire le gap effectif de  $q \cdot F \cdot L$  et de modifier l'énergie des niveaux confinés (car le puits devient triangulaire) ainsi que la position et la forme de leurs fonctions d'onde associées. Il s'ensuit une variation quadratique vers les grandes longueurs d'onde de l'émission associée à la transition fondamentale bande à bande  $E1HH1$ , d'autant plus grande que le puits est large comme l'illustre le calcul de la figure 19, pour un puits

$\text{In}_{10\%}\text{Ga}_{90\%}\text{As}/\text{Al}_{30\%}\text{Ga}_{70\%}\text{As}$ , et comme cela a été vérifié expérimentalement [Vin87]. En outre l'effet du champ sur la position des fonctions d'onde est aussi très important comme le montre la figure 20 : il y a diminution de la force oscillateur de la transition  $E1\text{HH}1$  et levée de transitions interdites tel que  $E2\text{HH}1$ . Si on tient compte des effets coulombiens entre porteurs, il faut considérer la variation de l'énergie excitonique et les changements du rayon de Bohr de l'exciton pour le calcul des forces d'oscillateur. Cependant pour les matériaux utilisés ici, ces effets apportent une contribution négligeable à la variation de la longueur d'onde car l'énergie maximale de l'exciton est environ 8meV pour un puits d'épaisseur 5nm [Hou90]. Il en va de même pour l'allure des forces d'oscillateur.

## 2. Mise en évidence de l'effet Stark dans nos structures

Pour mettre en évidence et quantifier l'effet Stark quantique dans nos structures nous avons utilisé des expériences de photocourant et de photoluminescence en polarisant la diode p-i-n en inverse. Ainsi, connaissant l'épaisseur de la zone intrinsèque il est possible de déduire le champ appliqué au niveau du puits quantique et de comparer la variation expérimentale de la résonance avec celle déduite par le calcul. Ce type de mesure est le moyen classique de caractériser l'effet Stark quantique confiné [Vin86].

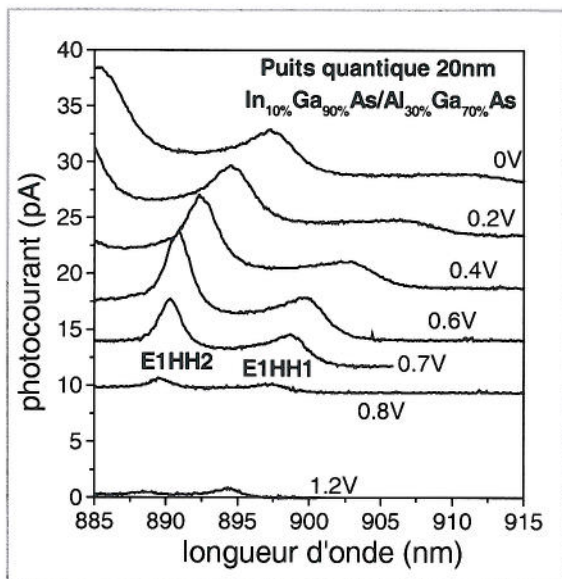


Fig.21 : spectres de photocourant issus d'un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  de 20nm en fonction de la tension appliquée à la diode.

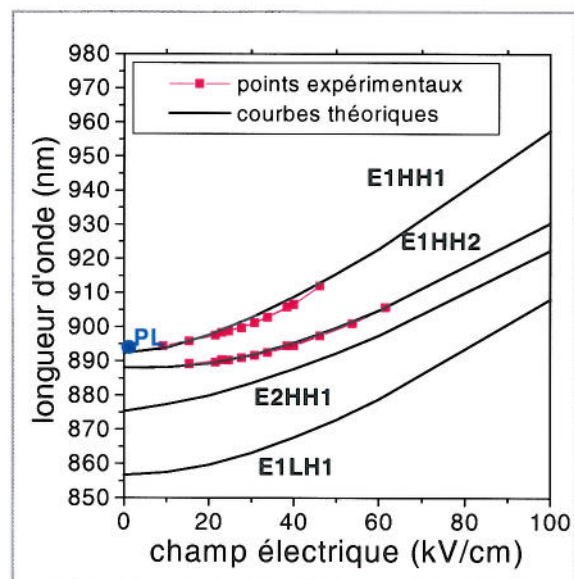


Fig.22 : variations expérimentales et théoriques des énergies de transition des niveaux confinés d'un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  de 20nm. PL : position du pic de photoluminescence. L'énergie de l'exciton a été prise égale à 5meV.

La figure 21 montre la variation du spectre de photocourant en fonction de la tension appliquée sur la diode pour un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  d'épaisseur nominale 20nm. Quand la tension appliquée est nulle (c'est-à-dire que les niveaux de Fermi des zones p et n sont alignés), le puits est soumis au potentiel de jonction  $V_{bi}$  estimé à  $\sim 1.5\text{V}$  ce qui correspond à un champ de 50kV/cm. La condition de bande plate est satisfaite quand la tension appliquée compense ce potentiel

de jonction, à savoir quand  $V_{app}=+V_{bi}$ . Quand la condition de bande plate commence à être satisfaite, le courant photo-créé est quasiment nul car aucun porteur ne peut s'échapper du puits. L'intensité du pic dépend de la force d'oscillateur et de la probabilité d'échappement hors du puits. La différence d'échappement entre les deux premières transitions est faible car elles sont peu espacées. Leurs intensités respectives traduisent donc essentiellement leur différence de comportement vis-à-vis du champ. Elles ont en effet un comportement similaire au recouvrement E1HH1 et E1HH2 (Fig.20). La figure 22 montre qu'elles suivent aussi les mêmes variations en longueur d'onde que notre calcul théorique. Il est de plus intéressant sur cette figure de remarquer l'augmentation de l'écart entre les niveaux quand le champ augmente.

Si la plage de variation du champ électrique appliqué est limitée, il existe plusieurs moyens de renforcer l'effet Stark. L'un d'entre eux consiste à remplacer le puits actif simple par deux puits couplés pour renforcer les variations des niveaux d'énergie [Andr88]. Il est aussi possible d'optimiser l'effet en prenant partie de la présence d'un champ électrique statique dans le puits. En effet la courbe de variation de la longueur d'onde d'émission en fonction du champ appliqué étant quadratique, une modulation du champ électrique autour de 100kV/cm entraînera un décalage beaucoup plus important que la même modulation autour de 0kV/cm. Pour tirer le maximum de profit du champ de charge d'espace créé dans notre structure, nous avons donc utilisé et étudié des puits quantiques épitaxiés sur substrat (111) dans lesquels règne un champ piézoélectrique.

### 3. Démonstration de la présence d'un champ piézoélectrique dans les structures (111)

Nous avons montré dans le premier paragraphe qu'un simple spectre de photoluminescence ne permettait pas de détecter la présence d'un champ piézoélectrique dans une diode p-i-n. Maintenant que nous avons rappelé les caractéristiques de l'effet Stark quantique confiné, nous nous proposons de démontrer qu'un tel champ est néanmoins présent dans les puits InGaAs/AlGaAs élaborés sur substrats (111), en faisant varier la tension appliquée à la diode. Afin de montrer le rôle joué par le potentiel de jonction, nous présentons d'abord sur les figures 23 et 24 l'évolution du spectre de photoluminescence d'un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  de 10nm en fonction de la puissance d'excitation du laser de pompe. La longueur d'onde du laser est accordée pour pomper la structure juste en dessous des barrières en  $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ . Les spectres ont été effectués avant la fabrication des mesas. Dans le cas du puits (100), il apparaît un léger décalage vers les grandes longueurs d'onde quand la puissance d'excitation diminue. En excitant aussi de façon résonnante dans le puits et en utilisant un puits plus large ce décalage est amplifié comme le montrent les traits en pointillés pour un puits de 20nm. Nous attribuons par conséquent ce comportement aux effets d'écran du champ de jonction, estimé à 50kV/cm, par les porteurs photo-créés, qui s'échappent du puits. En effet ces porteurs, électrons et trous, s'accumulent au voisinage respectivement des donneurs et des accepteurs des zones dopées, annihilant ainsi le potentiel de jonction. La position spatiale selon l'axe de

croissance, des porteurs photo-crés, qui s'accumulent au voisinage des éléments dopants, étant différente, ils ont une durée de vie très longue. Il en résulte qu'un flux très faible de tels porteurs permet d'en accumuler un grand nombre, ce qui se traduit par un phénomène d'écran du champ de jonction très efficace.

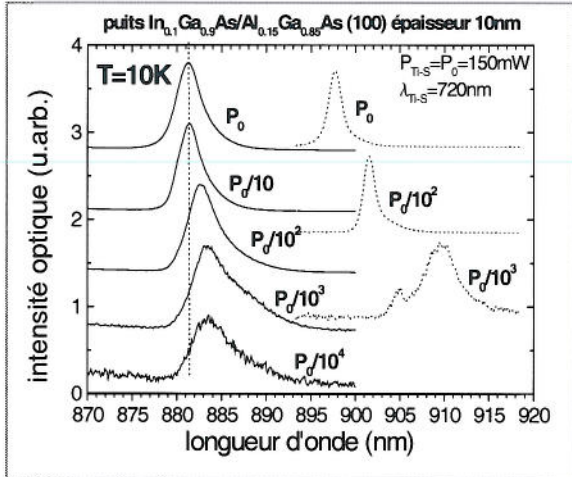


Fig.23 : évolution du spectre de photoluminescence de diode (100) en fonction de la puissance optique d'excitation. En traits pleins cas d'un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  de 10nm et en traits pointillés cas d'un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 20nm.

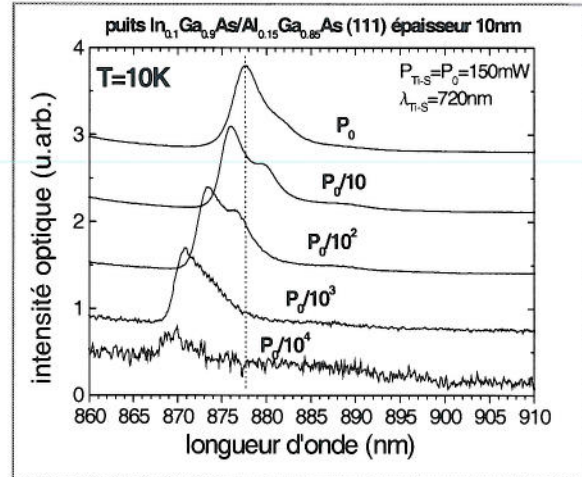


Fig.24 : évolution du spectre de photoluminescence d'une diode (111) en fonction de la puissance optique d'excitation. Cas d'un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  de 10nm.

Dans le cas du puits (111) la variation de la longueur d'onde d'émission s'effectue vers les basses longueurs d'onde quand la puissance de pompe diminue. Ce comportement est contraire à la seule présence du champ de jonction. Par contre, il peut être expliqué avec la présence d'un champ piézoélectrique dans le puits actif opposé au champ de jonction. En effet, quand le nombre de porteurs photo-crés augmente, le champ de jonction est de plus en plus soumis aux effets d'écran. Comme le champ qui règne dans le puits actif est la somme algébrique du champ piézoélectrique et du champ de jonction, quand ce dernier diminue le champ total augmente car le champ piézoélectrique est opposé au champ de jonction. Dans ce raisonnement nous supposons que la contribution du champ piézoélectrique est beaucoup moins sensible aux effets d'écran intra-puits car les électrons et les trous dans le puits actif sont nettement moins séparés que ceux qui s'échappent du puits vers les zones dopées.

Pour confirmer la présence du champ piézoélectrique, son orientation dans la structure, et estimer son intensité, les figures 25 et 26 montrent la variation des spectres de photoluminescence en fonction de la tension appliquée à la diode. Lors de cette mesure, l'échantillon est orienté par rapport à la lentille de collection de telle sorte que l'émission de surface et l'émission guidée sont simultanément détectées. C'est pourquoi, dans le cas de l'échantillon (100) par exemple, deux pics contribuent au spectre d'émission du puits actif pour une tension appliquée  $V_{app}$  correspondant à la tension de bande plate  $\sim 1.6V$ , celui situé vers les basses longueurs d'onde provient de l'émission de

surface tandis que l'autre provient de l'émission en sortie de guide. Pour  $V_{app}=0V$ , la contribution guidée est négligeable et seul le pic correspondant à l'émission de surface apparaît sur le spectre. Ce point a été vérifié en collectant seulement la lumière issue du guide. Le point essentiel de ces deux figures est, quand la tension appliquée à la diode décroît, le décalage de la longueur d'onde d'émission du puits quantique vers les grandes longueurs d'onde dans le cas (100) et le contraire dans le cas (111). Dans le cas (100) on constate que pour des tensions supérieures à  $V_{app}\sim 1.6V$ , il n'y a plus de variation de la longueur d'onde suggérant que le régime de bande plate est atteint. Quand la tension est nulle le champ s'appliquant sur le puits est égal à celui du potentiel de jonction (nous faisons ici l'hypothèse qu'il n'y a pas d'effet d'écran du potentiel de jonction car la source de tension extrait efficacement les porteurs photo-crées pour imposer les 0V aux bornes du composant), la variation de la longueur d'onde entre 0V et 1.6V permet donc de vérifier la valeur du champ de jonction. On trouve une variation de 4nm en accord avec un champ de 50kV/cm et la figure 19. En ce qui concerne l'échantillon (111), le pic détecté pour des tensions appliquées supérieures à 2V correspond principalement à l'émission guidée. La variation de l'émission vers les courtes longueurs d'onde quand la tension diminue est une signature de la présence du champ piézo-électrique orienté en sens inverse du champ de jonction [Mois93b]. En prenant le coefficient piézoélectrique  $\gamma_{14}$  mesuré dans [Sanr94] nous avons estimé ce champ piézo-électrique à  $\sim 90kV/cm$ . Entre une tension appliquée en direct qui annule le potentiel de jonction, à savoir  $V_{app}\sim 1.6V$ , et une tension appliquée en inverse, à savoir  $V_{app}\sim -1.2V$ , telle que le champ total régnant au sein du puits quantique s'annule, nous observons une variation de 10nm en accord avec la valeur du champ piézoélectrique calculée.

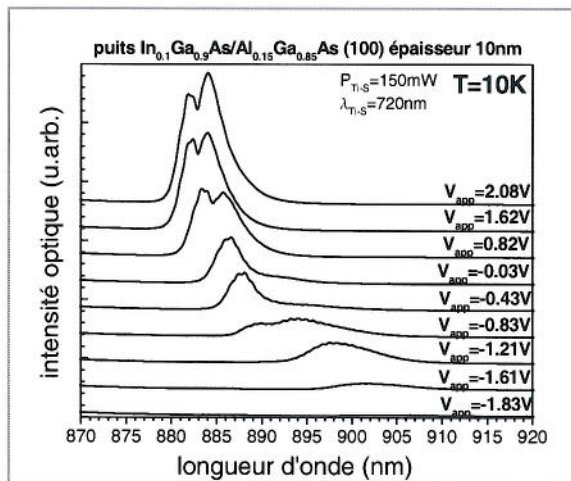


Fig.25 : spectre de photoluminescence en fonction de la tension appliquée à la diode pour le puits quantique  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  d'épaisseur 10nm, épitaxié sur substrat (100).

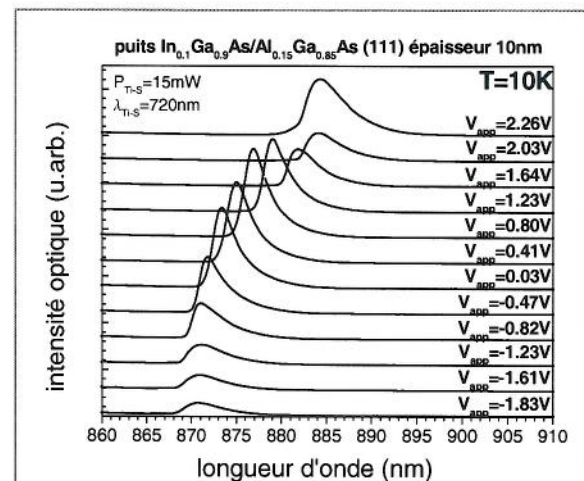


Fig.26 : spectre de photoluminescence en fonction de la tension appliquée à la diode pour le puits quantique  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  d'épaisseur 10nm, épitaxié sur substrat (111).

Cette présentation de l'effet Stark quantique confiné nous a permis de mettre en évidence les caractéristiques importantes dont nous devons tenir compte lors de l'étude de notre dispositif, à savoir

les variations de la longueur d'onde et des recouvrements en fonction du champ électrique et de la largeur du puits. En outre via l'effet Stark nous avons prouvé l'existence d'un champ piézoélectrique dans nos structures (111). Maintenant que les propriétés d'émission optique liées à l'effet Stark ont été rappelées, l'autre aspect essentiel à maîtriser dans notre dispositif est la répartition des porteurs de charge dans une diode de type p-i-n. Ce dernier point fait l'objet du prochain paragraphe.

### ***E. Effets physiques intervenant dans la distribution des porteurs dans une diode laser p-i-n***

La structure de bande à trois puits quantiques qui va nous permettre d'appliquer l'effet Stark est incorporée au centre de la zone intrinsèque d'une diode p-i-n afin de profiter de l'injection inhomogène des porteurs. L'injection est dite inhomogène car la zone de confinement optique dopée n émet d'un côté de la zone intrinsèque des électrons, tandis que celle dopée p émet des trous de l'autre côté. Notre but est de bloquer une partie des électrons d'un côté du puits quantique actif et une partie des trous de l'autre côté afin de créer un champ de charge d'espace au milieu de la zone intrinsèque où se situe ce puits. Il est donc important de recenser les différents effets physiques contrôlant la distribution des porteurs de charge dans la zone intrinsèque de la diode afin de pouvoir accumuler les porteurs de charge aux endroits voulus.

#### **1. Mise en évidence des effets contrôlant la distribution**

Tout d'abord dans une diode p-i-n classique sans puits quantique et à température ambiante, bien que l'injection des charges soit inhomogène, la distribution de la charge globale injectée (électrons + trous) est quasi homogène à l'échelle qui nous intéresse. Il s'avère en effet que les électrons suivent la distribution des trous car la masse effective de ces derniers est beaucoup plus grande. Nous avons simulé ce fait en résolvant les équations classiques de transport à l'état stationnaire et à une dimension. Elles comprennent les équations de continuité traduisant la conservation des porteurs de charge qui participent au courant de diffusion et de dérive (« drift » en anglais), et l'équation de Poisson qui détermine le champ électrique. Pour définir les conditions aux limites, nous avons supposé qu'aux extrémités de la partie intrinsèque le champ était nul (on suppose qu'on a atteint le régime de bande plate aux extrémités, les discontinuités liées aux différences d'offset ne sont pas prises en compte et la fuite des porteurs hors de la zone de confinement de ces derniers est négligée) et que les densités de courant de trous et d'électrons en entrée de zone intrinsèque étaient égales chacune à la densité de courant fournie par le générateur. Pour chacun des types de porteur nous avons pris une durée de vie de 1ns. La résolution du système formé par ces équations a été obtenue par la méthode des différences finies. En outre ces équations couplées étant non linéaires, la méthode de résolution de Newton-Raphson a été mise en œuvre. Le résultat de la figure 27 montre dans le cas d'une dimension de la zone intrinsèque de 300nm (valeur réalisée pour les échantillons étudiés dans cette thèse) et un courant d'injection de  $100\text{A}/\text{cm}^2$  que d'une part les trous gouvernent la distribution des porteurs et que d'autre part le champ électrique maximum dans la zone considérée est nettement

inférieur à 0.1kV/cm, or nous avons vu précédemment que l'effet Stark commençait à être significatif d'un point de vue application pour des valeurs de champ supérieures à 10kV/cm. Donc le champ provenant de l'injection inhomogène peut être négligé, comme cela est habituellement fait lors de la résolution analytique de ce problème avec l'approximation de transport ambipolaire qui consiste entre autre à supposer la quasi neutralité électrique.

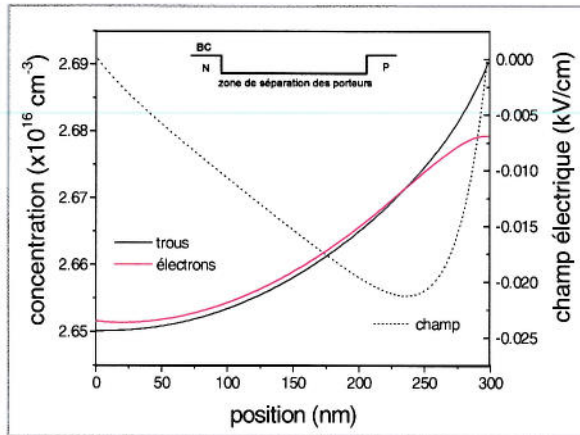


Fig.27 : distribution théorique des porteurs et du champ électrique selon l'axe de croissance dans la partie intrinsèque de largeur 300nm d'une diode p-i-n classique sans puits quantique comme montre l'insert pour une densité de courant d'injection de 100A/cm<sup>2</sup> et une durée de vie des porteurs de 1ns.

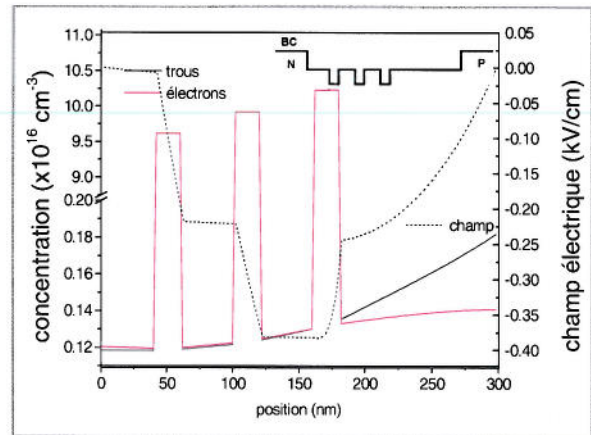


Fig.28 : même figure que la 27 mais cette fois-ci avec trois puits quantiques de 20nm incorporés comme montre l'insert aux positions 50nm, 110nm et 170nm, et associés à un temps de capture de 10ps.

Cette approximation est plus délicate à faire quand un puits quantique est incorporé au centre de la zone intrinsèque, du fait du passage des états à trois dimensions sur les états confinés à deux dimensions [Regi97]. Pour traiter ce problème, il est possible d'associer un temps de capture de l'ordre de la dizaine de picosecondes traduisant ce passage [Blom93] [Wang97]. Une solution analytique a récemment été proposée [Tay95], [Tay98]. Il en est déduit un champ inférieur au kV/cm au niveau du puits actif. En rajoutant des équations bilans à notre calcul et en tenant compte de la capture, nous confirmons sur la figure 28 que le champ de charge d'espace reste encore inférieur au kV/cm si trois puits quantiques de 20nm sont incorporés (la densité des deux types de porteur dans le puits positionné à 50nm est de  $\sim 1.9 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ , de  $\sim 1.95 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$  dans celui à 110nm et de  $\sim 2.1 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$  dans celui à 170nm). En conclusion le simple ajout de puits quantiques autour du puits actif ne suffit pas, pour des densités de courant proches du seuil laser, à créer un champ de charge d'espace suffisant et cela à cause du transport sur les états à trois dimensions.

L'étude du transport des porteurs de charge, dans les lasers à confinement séparé à puits quantique unique ou multiple, a été motivée par la volonté d'améliorer les performances de ces derniers : pour éviter les fuites des porteurs hors de la zone de confinement, réduire le courant de seuil et dans le but d'augmenter leur bande passante [Nag94]. Les mécanismes physiques de transport mis en jeu dans les structures à multipuits quantiques et recensés par exemple dans [Hil98] sont identiques à ceux qui interviennent dans notre dispositif, c'est pourquoi nous jugeons utile de les rappeler. Sur la

figure 29 nous avons représenté ces différents mécanismes : 1) et 2) transport des trous et des électrons respectivement dans les zones de confinement sur des niveaux d'énergie dont la densité d'état est à trois dimensions, 3) et 4) capture des trous et des électrons dans les puits de collection traduisant le passage d'un porteur sur un état non confiné à un état confiné dont la densité d'état est à deux dimensions, 5) et 6) passage d'un puits à l'autre des trous et des électrons par effet tunnel, enfin 7) et 8) émission thermoionique des trous et des électrons. Différents travaux de modélisation des lasers à multipuits quantiques prenant en compte ces différents effets de transport ont permis d'obtenir l'évolution temporelle de la distribution des porteurs [Tes93], [Gru98] ainsi que la réponse du laser à une modulation de faible signal selon la fréquence [Tsa97] [Lia99]. L'ensemble de ces travaux traite le transport des porteurs liés à des états à trois dimensions par les équations de continuité et l'équation de Poisson. La densité des porteurs sur les états confinés est déterminée par des équations bilan traduisant la capture, l'échappement et la perte par stimulation. Ce dernier terme couple la population de porteurs confinés à la population de photons. Le nombre de photons est déterminé de façon classique et nécessite le calcul du gain. Ces études théoriques ont mis en évidence que les trous restaient préférentiellement localisés dans les puits quantiques les plus proches du dopage p.

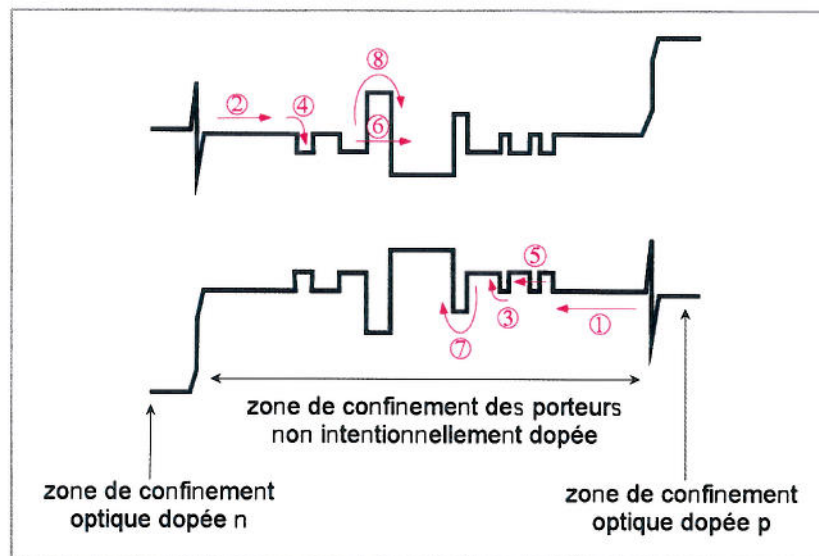


Fig.29 : schéma décrivant les différents processus de transport dans la zone intrinsèque d'une diode p-i-n (les différents numéros sont explicités dans le texte).

D'un point de vue expérimental il est possible d'étudier séparément chacun des processus de transport rentrant en jeu dans les lasers à multipuits quantiques. Nous nous focaliserons dans un premier temps sur les études dans les diodes laser p-i-n, les effets intrinsèques tels que la capture, l'échappement thermoionique et le transfert tunnel étudiés dans des structures plus simples seront abordés dans un second temps. Essentiellement trois techniques de mesure permettent de mettre en évidence l'inhomogénéité des porteurs, voire de déterminer les temps caractéristiques liés au transport. La première consiste à étudier la réponse en fréquence du laser à une légère modulation du signal électrique d'excitation. Grâce à cette technique il a été démontré [Zim96] que la fréquence de coupure



à  $-3\text{dB}$  d'un laser utilisant le système InGaAs/InGaAlAs peut augmenter de  $10\text{GHz}$  lorsque l'épaisseur de la zone de confinement côté p est réduite. En outre les travaux présentés dans [Esq99] donnent une mesure du temps d'échappement ( $\sim 0.7\text{ns}$ ) et de capture ( $\sim 0.2\text{ps}$ ) des porteurs pour des puits InGaAs/GaAs en concluant que la bande passante n'est pas limitée par ces processus si les régions de confinement sont étroites. La seconde technique consiste à étudier la relaxation de porteurs photo-crées grâce à des mesures optiques en temps résolu. L'évolution de la position des porteurs au sein de la zone intrinsèque est détectée grâce à des puits de largeurs différentes qui servent à sonder la présence des porteurs. Ainsi dans [Frö96] il est montré que le temps de transport des trous entre puits quantiques de  $8\text{nm}$  (système InGaAsP/InP  $E_{\text{puits}}=0.95\text{eV}$   $E_{\text{barr}}=1.15\text{eV}$ ) espacés par des barrières de  $12\text{nm}$  est de  $100\text{ps}$  à température ambiante. De plus, la distribution des porteurs est bien décrite par un transport de type capture/émission thermoionique par-dessus les puits et dérive/diffusion dans les barrières. Il est aussi intéressant de noter qu'avec la même technique il a été reporté une meilleure homogénéité des trous dans le système InGaAlAs/InP ainsi qu'un temps de capture de  $1\text{ps}$  [Mar96].

Enfin la dernière méthode pour remonter à la distribution des porteurs consiste à comparer l'émission laser de deux structures contenant chacune deux séries de multipuits quantiques d'épaisseur différente dont la position par rapport aux zones de dopage p et n est inversée d'une structure à l'autre. Cette méthode a été proposée dans [Yam97] et a permis de mettre en évidence de façon directe l'inhomogénéité des porteurs. En effet à température ambiante, la longueur d'onde d'émission laser est, dans les deux cas, associée à la série de puits la plus près de zone dopée p même si cette dernière est d'un point de vue énergétique défavorisée par rapport à l'autre série proche de la zone dopée n. La longueur d'onde laser est donc une signature efficace de la localisation des trous côté p. Cette étude se focalisait sur une seule longueur de cavité du laser ( $300\mu\text{m}$ ), laissant sous silence le fait que ce soit une compétition entre les pertes optiques (absorption dans les puits larges des photons émis par les puits fins) et la distribution des porteurs (car le gain est proportionnel au nombre de porteurs) qui fixe la longueur d'onde d'émission laser. On devrait en fait s'attendre à n'observer aucune différence de longueur d'onde entre les deux structures si les cavités sont suffisamment longues et le nombre de puits restreint. Conscients de ce point, Hamp et Cassidy [Ham99] ont proposé un moyen empirique pour quantifier le degré d'inhomogénéité de la distribution des porteurs en déterminant la longueur de cavité qui donne lieu à une différence de longueur d'onde entre les deux structures images. Ils ont mis en œuvre ce moyen en utilisant différentes longueurs de cavité et un nombre de puits variable.

Notre travail permettra également de déterminer expérimentalement la distribution des porteurs de charge dans la diode p-i-n en injection électrique, non seulement en mesurant la luminescence de puits quantiques de largeurs différentes, mais aussi en sondant les champs de charge d'espace à partir des variations de la longueur d'onde d'émission de ces puits.

## 2. Influences des barrières tunnels sur la distribution des porteurs

La motivation des travaux précédemment décrits réside dans la volonté de rendre la distribution de porteurs la plus homogène possible car, par exemple dans le cas des lasers à multipuits quantiques, l'inhomogénéité limite le seuil. Dans notre dispositif nous recherchons l'effet inverse, à savoir provoquer une inhomogénéité en séparant les électrons et les trous afin qu'ils créent un champ électrique. Nous avons montré que la localisation des porteurs par la capture de simples puits quantiques positionnés autour du puits actif ne permettait pas d'atteindre des intensités de champ intéressantes. C'est pourquoi nous avons placé, comme le montre la figure 30 du premier chapitre, des barrières de potentiel entre le puits actif et les zones de confinement des porteurs. Deux types de transport des porteurs sont possibles à travers ces barrières, à savoir le transfert par effet tunnel et celui par effet thermoionique. En ajustant les probabilités de passage associées à ces transferts ou de façon équivalente le temps de séjour des porteurs dans les puits de collection dessinés sur la figure 30 du chapitre précédent (nous supposons ici une capture quasi instantanée des porteurs dans ces puits de collection), et sachant que le flux de ces porteurs est fixé par l'alimentation de courant, il est possible de contrôler la concentration des électrons et des trous accumulés de chaque côté du puits actif. Ces concentrations, que nous appellerons  $n$  pour les électrons et  $p$  pour les trous, se calculent simplement sous la forme :

$$n = \frac{J_e}{q \cdot \left( \frac{1}{\tau_{tun}^e} + \frac{1}{\tau_{therm}^e} \right)} \quad (*) \quad \text{et} \quad p = \frac{J_h}{q \cdot \left( \frac{1}{\tau_{tun}^h} + \frac{1}{\tau_{therm}^h} \right)} \quad (**)$$

avec  $J_e$  le flux de courant d'électrons,  $J_h$  le flux de courant de trous,  $\tau_{tun}^e$  et  $\tau_{tun}^h$  les durées de vie respectives des électrons et des trous sur les états quantiques quasi liés de chaque côté du puits actif et qui transfèrent par effet tunnel, et enfin  $\tau_{therm}^e$  et  $\tau_{therm}^h$  celles associées à l'effet thermoionique. Sachant que la densité de courant délivrée par l'alimentation  $J = J_e = J_h$ , les expressions précédentes peuvent se réécrire de façon immédiate en fonction de la densité de courant totale. Les charges opposées accumulées de chaque côté du puits actif, créent un champ électrique, comme le feraient des charges accumulées aux bornes d'un condensateur plan. En résolvant l'équation de Poisson pour ce cas classique, on peut exprimer le champ  $F$  entre les deux puits de collection par :  $F = 1.39 \cdot 10^{-10} \cdot n$ , avec  $n$  exprimé en  $\text{cm}^{-2}$  et  $F$  en  $\text{kV/cm}$ . En faisant l'hypothèse de plans de charges symétriques, nous en déduisons qu'une concentration de porteurs accumulée  $n = p = 5.6 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$  est nécessaire pour créer un champ  $\sim 78 \text{kV/cm}$ , ordre de grandeur intéressant au vu de notre étude de l'effet Stark. Pour obtenir de telles concentrations, on calcule qu'à partir des relations (\*) et (\*\*), et en prenant  $J = 100 \text{A/cm}^{-2}$  (valeur typique du courant seuil pour des lasers InGaAs à température ambiante), le temps de transit des porteurs dans le puits actif doit être de l'ordre de **1ns**. Il nous faut alors étudier de plus près le temps tunnel et le temps thermoionique pour atteindre ce temps clé de 1ns. Remarquons que si le puits

actif contient déjà un champ de l'ordre de 90kV/cm, comme c'est le cas dans les hétérostructures piézoélectriques, alors une concentration de porteurs de  $1 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$  dans les puits de collection au seuil suffit pour atteindre la même modulation de la longueur d'onde d'émission que dans le cas précédent, du fait de la nature quadratique de l'effet Stark quantique confiné. Le temps caractéristique est alors de 0.5ns.

Pour estimer le temps tunnel, (nous nous intéresserons ici principalement à l'effet tunnel non résonnant car les barrières sont épaisses), nous avons utilisé un modèle semi-classique. Nous utilisons ici par abus de langage le terme temps tunnel. En effet, ce terme est habituellement consacré à la durée du processus tunnel à travers la barrière [Stein98][Haug89], or il s'agit ici du temps de vie de la particule supposée dans un état quasi-lié à  $t=0$ . Plus précisément, le modèle considère que la particule localisée dans le puits de collection sur le niveau fondamental d'énergie  $e_c$  et de masse effective  $m_p^*$  oscille avec une période  $\Omega = L_p \cdot \sqrt{2m_p^*/e_c}$  qui n'est autre que l'épaisseur du puits  $L_p$  multipliée par l'inverse de la vitesse de la particule. Chaque fois que la particule « cogne » la barrière, elle est transmise avec une probabilité égale à la transparence de cette dernière [Rühl91]. Le calcul de la transparence  $T$  est effectué par exemple dans [Cohe73]. En faisant l'approximation d'une barrière épaisse, c'est-à-dire  $\rho \cdot L_B \gg 1$  avec  $\rho = \sqrt{2 \cdot m_B^* (\Delta E - e_c) / \hbar^2}$  l'inverse de la portée de l'onde évanescente dans la barrière,  $L_B$  l'épaisseur de la barrière,  $\Delta E$  l'offset de bande,  $m_B^*$  la masse effective de la particule dans la barrière,  $\hbar$  la constante de Planck, et en supposant  $m_B^*/m_p^* \approx 1$ , on trouve  $T = 16 \cdot e_c (\Delta E - e_c) / \Delta E^2 \cdot \exp(-2 \cdot \rho \cdot L_B)$ . Il s'ensuit que le temps tunnel de la particule dans le puits de collection s'écrit (en négligeant le pré-facteur devant l'exponentielle dans l'expression de la transmission) :

$$\tau_{\text{tun}} = \frac{\Omega}{T} = L_p \cdot \sqrt{\frac{2m_p^*}{e_c}} \cdot \exp\left(2 \cdot L_B \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m_B^* (\Delta E - e_c)}{\hbar^2}}\right)$$

Sur les figures 30 et 31 nous avons tracé les variations du temps tunnel pour les électrons et les trous dans le cas d'une barrière  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Les puits de collection sont en GaAs, d'épaisseur 4.5nm et 6nm, respectivement pour les électrons et les trous. Ainsi la hauteur effective de la barrière  $\Delta E - e_c$  vaut  $\Delta_e = 173 \text{meV}$  pour les électrons,  $\Delta_{hh} = 108 \text{meV}$  pour les trous lourds et  $\Delta_{lh} = 87 \text{meV}$  pour les trous légers. Afin d'estimer l'influence du remplissage de bandes, nous avons tracé le temps tunnel en rajoutant à l'énergie du niveau confiné l'énergie de Fermi  $E_F$  de 20meV et 40meV. Nous avons aussi calculé le cas de barrières  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  sans remplissage de bande. On constate que pour les barrières avec 30% d'aluminium l'épaisseur côté électron doit être comprise entre 8nm et 9nm pour satisfaire un temps tunnel des porteurs de 1ns tandis que côté trous elle doit être comprise entre 5nm et 6nm (on ne considère que les trous lourds). En ce qui concerne le remplissage de bande, une augmentation de 40meV du niveau de Fermi diminue d'environ une décade le temps tunnel, voire de deux décades dans

le cas des trous lourds pour des épaisseurs supérieures à 7nm. Sachant que la concentration, par exemple celle des électrons, est donnée par  $n = m_{ij}^* / (\pi \hbar^2) \cdot E_F$  dans le cas d'une densité d'état à deux dimensions, avec  $m_{ij}^*$  la masse effective de la particule dans le plan du puits (0,067 $m_0$  pour les électrons et 0,112 $m_0$  pour les trous lourds), un niveau de Fermi de 20meV au-dessus du niveau fondamental du puits de collection correspond pour les électrons à une concentration de  $5.6 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$  et pour les trous lourds de  $9.3 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ . Si le niveau de confinement des trous légers est suffisamment éloigné des trous lourds, la bande d'énergie associée ne se peuple pas. Dans le cas contraire, si la bande des trous légers commence à se remplir, la barrière devient très fuyante car le temps tunnel des trous légers est de trois décades inférieur à celui des trous lourds. On conçoit alors qu'il ne sera plus possible d'augmenter le champ de charge d'espace.

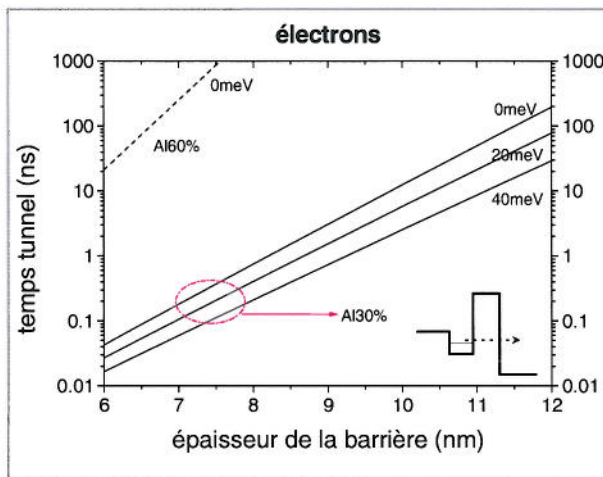


Fig.30 : temps tunnel des électrons dans un puits GaAs de 4.5nm en fonction de l'épaisseur de la barrière  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . L'énergie indique l'effet du remplissage de bande. Le trait pointillé donne le temps tunnel pour une barrière  $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ .

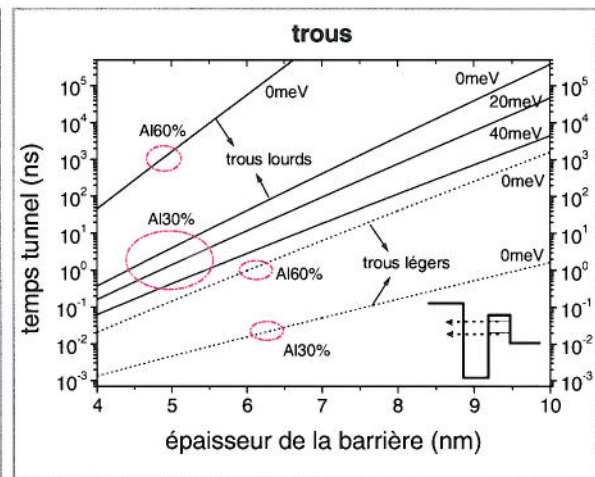


Fig.31 : temps tunnel des trous dans un puits GaAs de 6nm en fonction de l'épaisseur de la barrière  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  ou  $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ . L'énergie indique l'effet du remplissage de bande. Les traits pointillés donnent le temps tunnel des trous légers.

Une autre contribution à la diminution du temps tunnel est le champ électrique appliqué sur la barrière. En effet quand un champ électrique est appliqué sur la barrière la transmission de celle-ci diminue, affectant de la même manière le temps tunnel dont la formule s'écrit alors [Sze81] :

$$\tau_{tun}(F) = L_P \cdot \sqrt{\frac{2m_p^*}{e_c}} \cdot \exp\left(\frac{4\sqrt{2m_p^*}}{3\hbar q F} \left( (\Delta E - e_c)^{3/2} - (\Delta E - e_c - q \cdot F \cdot L_B)^{3/2} \right)\right)$$

Les figures 32 et 33 quantifient l'effet de ce champ pour le temps tunnel des électrons et les trous lourds dans le cas de l'hétérostructure contenant 30% d'aluminium étudiée sans champ sur les figures 30 et 31. Plus la barrière est épaisse, plus le champ réduit le temps tunnel car l'épaisseur effective de la barrière diminue sur une plus grande plage d'énergie. Dans le cas des électrons, un champ 100kV/cm réduit au maximum d'environ une décade le temps tunnel, tandis que pour les trous, le temps tunnel peut perdre trois décades pour le même champ.

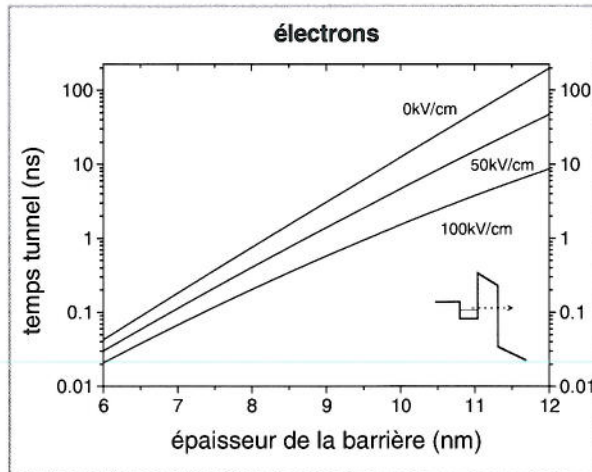


Fig.32 : dépendance du temps tunnel des électrons dans un puits GaAs de 4.5nm vis-à-vis d'un champ appliqué au niveau de la barrière  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ .

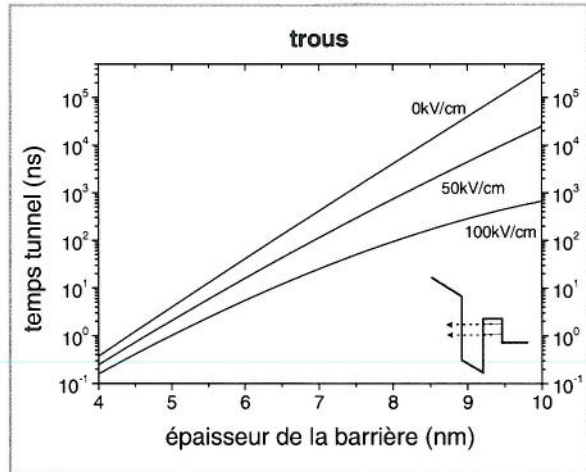


Fig.33 : dépendance du temps tunnel des trous dans un puits GaAs de 6nm lourds vis-à-vis d'un champ appliqué au niveau de la barrière  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ .

Ce modèle semi-classique sous-estime d'environ une décade le temps tunnel observé expérimentalement. Nous en discuterons la pertinence au chapitre suivant au vu des résultats obtenus dans nos structures.

Quand la barrière est assez épaisse (c'est-à-dire le transfert tunnel pas trop rapide) et la température suffisamment élevée, les porteurs transfèrent par activation thermique du puits de collection vers le puits actif via les états à trois dimensions du puits de collection dont l'énergie est supérieure à celle de la barrière. Pour calculer le temps associé à cet effet d'échappement thermoïonique, il suffit de déterminer le courant des porteurs activés sur ces états à trois dimensions en faisant l'approximation d'une distribution en énergie suivant la statistique de Boltzmann et d'appliquer l'équation de continuité liant ces porteurs et ceux quittant le puits de collection (la variation des porteurs dans le puits de collection est donnée de façon approximative par leur concentration divisée par le temps d'échappement). On trouve alors [Schn88] :

$$\tau_{ther} = L_p \cdot \sqrt{\frac{2\pi \cdot m_p^*}{kT}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E - e_c}{kT}\right)$$

Sur les figures 34 et 35, sont représentés, pour les électrons et pour les trous, les temps thermoïoniques en fonction de la température pour différentes hauteurs de barrière (les structures étudiées sont identiques à celles des figures 30 et 31). Il s'avère qu'en dessous de 50K ces temps peuvent quasiment toujours être négligés par rapport aux temps tunnels (pour les hauteurs de barrières utilisées dans cette thèse). Quand la température augmente, le temps d'échappement diminue fortement. Il s'avère que des offsets de bande effectifs d'au moins 240meV du côté des trous et 260meV du côté des électrons sont nécessaires pour éviter le transfert par effet thermoïonique à température ambiante.

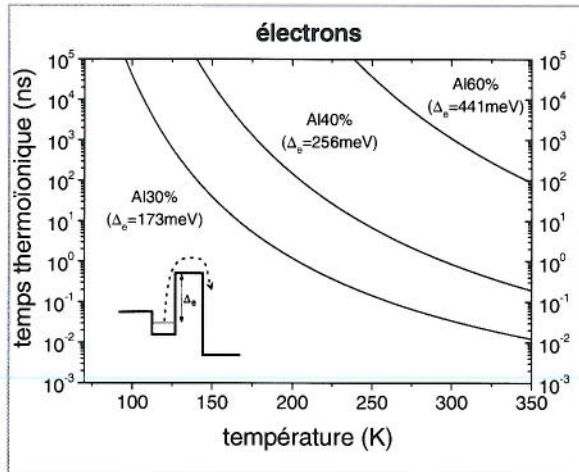


Fig.34 : temps d'échappement thermoionique des électrons dans un puits GaAs de 4.5nm en fonction de la température selon la hauteur de la barrière AlGaAs.

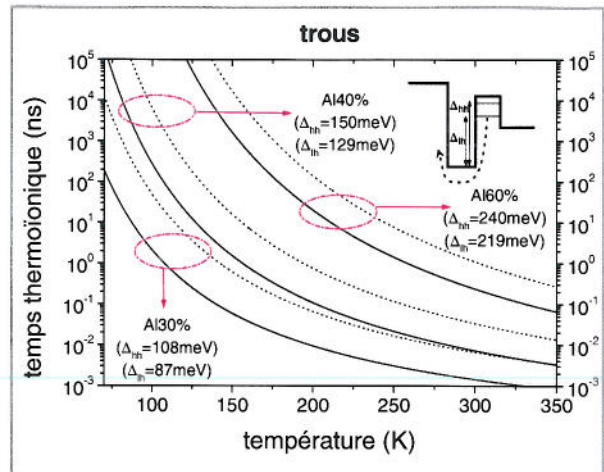


Fig.35 : temps d'échappement thermoionique des trous dans un puits GaAs de 6nm en fonction de la température selon la hauteur de la barrière AlGaAs. Les traits pointillés donnent le temps d'échappement thermoionique des trous lourds.

### 3. Moyen de modélisation mis en œuvre au cours de cette thèse

Afin de choisir les bons paramètres de la structure, le type de modélisation le plus simple à mettre en œuvre, qui permet de comprendre l'influence des différents paramètres et d'identifier les phénomènes physiques mis en jeu, est celui basé sur la résolution d'une équation bilan pour chaque population de porteurs résidant dans les trois puits. Sur la figure 36 sont représentés schématiquement les différents transferts entre les populations des trois puits ainsi que les équations bilans correspondantes. Les temps de transfert sont estimés à partir des modèles décrits précédemment. Une fois l'état stationnaire des concentrations de porteurs dans chaque puits déterminé, le potentiel de bande est calculé à partir de l'équation de Poisson. Connaissant le diagramme de bande, les niveaux d'énergie et les fonctions d'ondes de la structure sont ensuite obtenus en résolvant l'équation de Schrödinger.

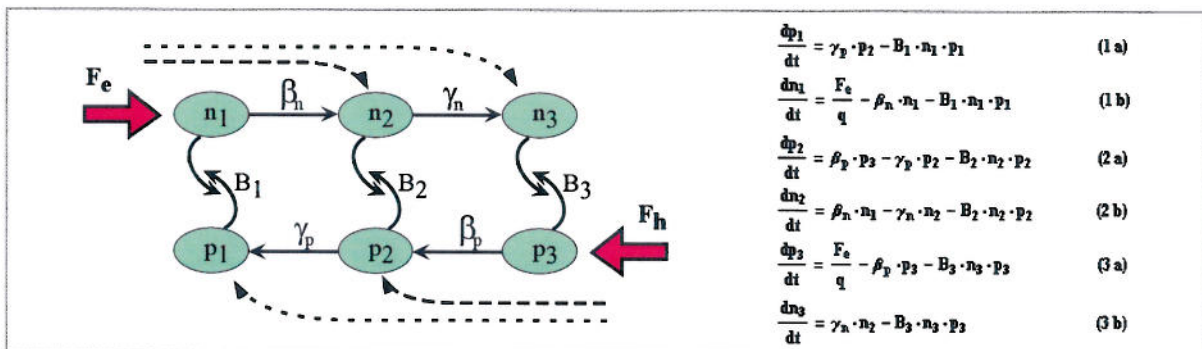


Fig.36 : représentation schématique des équations bilans utilisées pour déterminer la concentration à l'équilibre des porteurs dans chacun des puits quantiques.  $B_i$  coefficient de recombinaison moléculaire radiative,  $n_i$  concentration d'électrons (1, 2 et 3 symbolisant respectivement le puits de collection côté n, le puits actif, et le puits de collection côté p),  $p_i$  concentration de trous,  $\beta_n$ ,  $\gamma_n$ ,  $\beta_p$  et  $\gamma_p$  temps de transfert inter-puits,  $F_e$  et  $F_h$  flux d'électrons et de trous en entrée des puits de collection.

## **F. Conclusions**

Dans ce chapitre nous avons montré que des structures laser de qualité sur substrat (100) et (111) ont été fabriquées et caractérisées. Nous avons obtenu un bon accord entre le diagramme de bande calculé et les mesures optiques effectuées, en particulier quand l'effet Stark quantique confiné est présent. De plus nous avons insisté sur le fait que non seulement cet effet fait varier la longueur d'onde du puits mais lève aussi les transitions interdites. En ce qui concerne nos structures (111), nous avons montré qu'un champ piézoélectrique de l'ordre de 90kV/cm orienté vers le substrat règne dans le puits actif.

Dans notre dispositif, choisi sous la forme d'un large mesa, il a été montré que la distribution latérale des porteurs peut être considérée comme homogène. Quant à la distribution selon l'axe de croissance, elle permet de créer, au courant de seuil laser, un champ de charge d'espace perpendiculaire au puits quantique actif, et donc d'engendrer une variation acceptable de longueur d'onde d'émission, si des barrières tunnel sont placées de part et d'autre du puits et si le temps de transfert à travers ces barrières est  $\sim 1$ ns.

## **Références :**

[Anas92] E. Anastassakis, "Piezoelectric fields in strained heterostructures and superlattices", *Physical Review B*, Vol.46, N°8, pp.4744-4747, (1992).

[Andr88] S. R. Andrews, C. M. Murray, R. A. Davies, and T. M. Kerr, "Stark effect in strongly coupled quantum wells", *Physical Review B*, Vol. 37, N°14, pp. 8198-8204, (1988).

[Andr94] R. André, "Effet piezo-électrique dans les puits quantiques CdTe/CdMnTe et CdTe/CdZnTe", Thèse de l'université J. Fourier-Grenoble 1, soutenue le 16 septembre 1994.

[Andr96] R. André, J. Cibert, Le Si Dang, J. Zeman, and M. Zigone, "Nonlinear piezoelectricity : The effect of pressure on CdTe", *Physical Review B*, Vol.53, N°11, pp.6951-6954, (1996).

[Anem93] E. Anemogiannis, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, "Bound and Quasibound State Calculations for Biased/Unbiased Semiconductor Quantum Heterostructures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, N° 11, pp. 2731-2740, (1993).

[Aren90] D. J. Arent, "Band offsets for strained In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/AlyGa<sub>1-y</sub>As heterointerfaces", *Physical Review B*, Vol.41, N°14, pp.9843-9849, (1990).

[Bahd94] T. B. Bahder, R. L. Tober, and J. D. Bruno, "Temperature-dependent polarization in [111] In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells", *Physical Review B*, Vol.50, N°4, pp.2731-2734, (1994).

[Ball99] P. Ballet, "Indium segregation effects in (111)B-grown (In,Ga)As/GaAs piezoelectric quantum wells", *Physical Review B*, Vol.59, N°8, pp.R5308-R5311, (1999).

[Blom93] P. W. M. Blom, C. Smit, J. E. M. Haverkort, and J. H. Wolter, "Carrier capture into a semiconductor quantum well", *Physical Review B*, Vol. 47, N°4, pp. 2072-2081, (1993).

[Card88] M. Cardona, and Niels E. Christensen, "Comment on "Spectroscopy of excited states in In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As-InP single quantum wells grown by chemical-beam epitaxy"", *Physical Review B*, Vol.37, N°2, pp.1011-1012, (1988).

[Cari90] E. A. Caridi, T. Y. Chang, K. W. Goossen, and L. F. Eastman "Direct demonstration of a misfit strain-generated electric field in a [111] growth axis zinc-blende heterostructure", *Applied Physics Letters*, Vol.56, N°7, pp. 659-661, (1990).

- [Chen95] X. Chen, C. H. Molloy, D. A. Woolf, C. Cooper, D. J. Sommerford, P. Blood, K. A. Shore, and J. Sarma, "Piezoelectric field effects in InGaAs (111)B quantum wells", *Applied Physics Letters*, Vol.67, N°10, pp. 1393-1395, (1995).
- [Cohe73] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Mécanique quantique*, Tome I, Hermann, (1973).
- [Cors93] A. D. Corso, R. Resta, and S. Baroni, "Nonlinear piezoelectricity in CdTe", *Physical Review B*, Vol.47, N°24, pp.16252-16256, (1993).
- [Czot96] K. Czotscher, S. Weisser, E. C. Larkins, J. Fleissner, J. D. Ralston, A. Schönfelder, J. Rosenzweig, I. Esquivias, "Structural and carrier density dependence of carrier lifetime in InGaAs/GaAs multiple-quantum-well lasers", *Applied Physics Letters*, Vol.69, N°21, pp. 3158-3160, (1996).
- [Deha95] O. Dehaese, X. Wallart, and F. Molloy, "Kinetic model of element III segregation during molecular beam epitaxy of III-III'-V semiconductor compounds", *Applied Physics Letters*, Vol.66, N°1, pp. 52-54, (1995).
- [Diss97] P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, A.-M Vasson, C. Monier, N. Grandjean, M. Leroux, and J. Massies, "Optical study of segregation effects on the electronic properties of molecular-beam-epitaxy grown (In,Ga)As/GaAs quantum wells", *Physical Review B*, Vol.55, N°4, pp.2406-2412, (1997).
- [Emi93a] Emis Datareviews Series N°8, "Properties of Lattice matched and strained Indium Gallium Arsenide", Edited by Pallab Bhattacharya (1993).
- [Emi93b] Emis Datareviews Series N°7, "Properties of Aluminium Gallium Arsenide", Edited by Sadao Adachi (1993).
- [Esq99] I. Esquivias, S. Weiser, B. Romero, J. D. Ralston, and J. Rosenzweig, "Carrier Dynamics and Microwave Characteristics of GaAs-Based Quantum-Well Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35, N° 4, pp. 635-646, (1999).
- [Frö96] K. Fröjdh, S. Marcinkevičius, U. Olim, C. Silfvenius, B. Stålnacke, and G. Landgren, "Interwell carrier transport in InGaAsP multiple quantum well laser structures", *Applied Physics Letters*, Vol.69, N°24, pp. 3695-3697, (1996).
- [Ghat88] A. K. Ghatak, K. Thyagarajan, and M. R. Shenoy, "A Novel Numerical Technique for Solving the One-Dimensional Schroedinger Equation Using Matrix Approach-Application to Quantum Well Structures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, N° 8, pp. 1524-1531, (1988).
- [Ghat90] A. K. Ghatak, I. C. Goyal, and R. L. Gallawa, "Mean Lifetime Calculations of Quantum Well Structures: A Rigorous Analysis", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, N° 2, pp. 305-310, (1990).
- [Gera89] J. M. Gerard, and J. Y. Marzin, "Direct probing of type-II band configurations in semiconductor superlattices", *Physical Review B*, Vol.40, N°9, pp.6450-6453, (1989).
- [Giro89] S. de Gironcoli, S. Baroni, and R. Resta, "Piezoelectric Properties of III-V Semiconductors from First-Principles Linear-Response Theory", *Physical Review Letters*, Vol.62, N°24, pp.2853-2856, (1989).
- [Gold97] E. M. Goldys, H. Y. Zuo, M. R. Phillips, C. M. Contessa, M. R. Vaughan, and T. L. Tansley, "Type I and Type II Alignment of the Light Hole Band in  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$  and  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  in Strained Quantum Wells", *Journal of Electronic Materials*, Vol. 26, N°8, pp. 922-927, (1997).
- [Gru98] M. Grupen and K. Hess, "Simulation of Carrier Transport and Nonlinearities in Quantum-Well Laser Diodes", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 34, N° 1, pp. 120-140, (1998).
- [Ham99] M. J. Hamp, D. T. Cassidy, B. J. Robinson, Q. C. Zhao, and D. A. Thompson, "Nonuniform carrier distribution in asymmetric multiple-quantum-well InGaAsP laser structures with different numbers of quantum wells", *Applied Physics Letters*, Vol.74, N°5, pp. 744-746, (1999).
- [Harr89] W. A. Harrison, *Electronic Structure and the Properties of Solids; Physics of the Chemical Bond*, Dover, New York, (1989).
- [Haug89] E. H. Hauge and J. A. Støvneng, "Tunneling times: a critical review", *Reviews of Modern Physics*, Vol.61, N°4, (1989).
- [Hil98] H. Hillmer, S. Marcinkevičius, "Optically detected carrier transport in III/V semiconductor QW structures: experiments, model calculations and application in fast 1.55 $\mu\text{m}$  laser device", *Applied Physics B*, Vol.66, pp. 1-17, (1998).
- [Hou90] H. Q. Hou, Y. Segawa, Y. Aoyagi, S. Namba, J. L. Zhou, "Exciton binding energy in  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  strained quantum wells", *Physical Review B*, Vol.42, N°2, pp.1284-1289, (1990).



- [Hu94] S. Y. Hu, S. W. Corzine, K.-K. Law, D. B. Young, A. C. Gossard, L. A. Coldren, and J. L. Merz, "Lateral carrier diffusion and surface recombination in InGaAs/AlGaAs quantum-well ridge-waveguide lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol. 76, N°8, pp. 4479-4487, (1994).
- [Izpu99] J. I. Izpura, J. J. Sánchez, J. L. Sánchez-Rojas, E. Muñoz, "Piezoelectric field determination in strained InGaAs quantum wells grown on [111]B GaAs substrates by differential photocurrent", *Microelectronics Journal* Vol.30, N°4-5, pp. 439-444, (1999).
- [Kirb89] P. B. Kirby, J. A. Constable, and R. S. Smith, "Photoluminescence study of undoped and modulation-doped pseudomorphic  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  single quantum wells", *Physical Review B*, Vol.40, N°5, pp.3013-3020, (1989).
- [Kudo95] M. Kudo, and T. Mishima, "Improved photoluminescence properties of highly strained InGaAs/GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy", *Journal of Applied Physics*, Vol. 78, N°3, pp. 1685-1688, (1995).
- [Lia99] K. Liang, Q. Pan and R. J. Green, "Nonlinear Analysis of Quantum-Well Lasers with the Effects of Carrier Transport", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35, N° 6, pp. 955-960, (1999).
- [Maga87] G. Magaritondo, and P. Perfetti, in *Heterojunction band discontinuities: Physics and Device Applications*, edited by F. Capasso and G. Magaritondo, Elsevier, New York, Chap.2, (1987).
- [Mar96] S. Marcinkevičius, H. Hillmer, R. Lösch, and U. Olin, "Photoexcited carrier dynamics in InAlGaAs/InP quantum well laser structures", *Applied Physics Letters*, Vol.69, N°8, pp. 1101-1103, (1996).
- [Marc96] X. Marcadet, "Etude physique et réalisation d'hétérostructures GaInAs/GaAs/GaAlAs sur substrats GaAs(111) pour les applications optoélectroniques", Thèse de l'université Paris XI Orsay, soutenue le 23 janvier 1996.
- [Mart72] R. M. Martin, "Piezoelectricity", *Physical Review B*, Vol.5, N°4, pp.1607-1613, (1972).
- [Matt74] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, *Journal of Crystal Growth* Vol.27, p118, (1974).
- [Mill85] D.A.B. Miller, D. S. Chemla, and T. C. Damen, A. C. Gossard and W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus, "Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures", *Physical Review B*, Vol. 32, N°2, pp. 1043-1060, (1985).
- [Mois93a] T. S. Moise, L. J. Guido, and R. C. Barker, "Strain-induced heavy-hole-to-light-hole energy splitting in (111)B pseudomorphic  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  quantum wells", *Physical Review B*, Vol.47, N°11, pp.6758-6761, (1993).
- [Mois93b] T. S. Moise, L. J. Guido, and R. C. Barker, "Magnitude of the piezoelectric field in (111)B  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  strained-layer quantum wells", *Journal of Applied Physics*, Vol. 74, N°7, pp. 4681-4684, (1993).
- [Nag94] R. Nagarajan, "Carrier transport effects in quantum well lasers: an overview", *Optical and quantum Electronics*, Vol. 26, pp. S647-S666, (1994).
- [Neils97] D. T. Neilson, "Optimization and Tolerance Analysis of QCSE Modulators and Detectors", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, N° 7, pp. 1094-1103, (1997).
- [Ohle98] C. Ohler, C. Daniels, A. Förster, and H. Lüth, "Heterojunction band offsets and Schottky-barrier heights: Tersoff's theory in the presence of strain", *Physical Review B*, Vol.58, N°12, pp.7864-7870, (1998).
- [Orti99] V. Ortiz, "Etude de dispositifs optoélectroniques à base d'hétérostructures piézoélectriques", Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier, , soutenue le 21 septembre 1999.
- [Pico97] S. Picozzi, A. Continenza, A. J. Freeman, "Electric fields and valence-band offsets at strained [111] heterojunctions", *Physical Review B*, Vol.55, N°19, pp.13080-13086, (1997).
- [Regi97] L. F. Register, K. Hess, "Simulation of carrier capture in semiconductor quantum wells: Bridging the gap from quantum to classical transport", *Applied Physics Letters*, Vol.56, N°4, pp. 1222-1224, (1997).
- [Rühl91] W.W. Rühle, A. P. Heberle, M. G. W. Alexander, M. Nido, and K. Köhler, "Time-Resolved Optical Investigation of Tunneling of Carriers Through Single  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Barriers", *Physica Scripta*, Vol. T39, pp278-282, (1991).
- [Sanc99a] J. J. Sánchez, J. M. G. Tijero, J. Hernando, J. L. Sánchez-Rojas, I. Izpura, "Optical investigation of the relaxation process in InGaAs/GaAs single strained quantum wells grown on (001) and (111)B GaAs substrates", *Microelectronics Journal* Vol.30, N°4-5, pp. 363-366, (1999).

- [Sanc99b] J. J. Sánchez, J. M. G. Tijero, I. Izpura, J. L. Sánchez-Rojas, M. Hopkinson, M. Gutiérrez, D. González, G. Aragón, R. García, "Relaxation study of InGaAs/GaAs quantum well structures grown by MBE on (001) and (111)B GaAs for long wavelength applications", *Journal of Crystal Growth* Vol.206, pp. 287-293, (1999).
- [Sanr94] J. L. Sánchez-Rojas, A. Sacedón, F. González-Sanz, E. Calleja, and E. Muñoz, "Dependence on the In concentration of the piezoelectric field in (111)B InGaAs/GaAs strained heterostructures", *Applied Physics Letters*, Vol.65, N°16, pp. 2042-2044, (1994).
- [Schn88] H. Schneider and K. v. Klitzing, "Thermionic emission and Gaussian transport of holes in a GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  multiple-quantum-well structure", *Physical Review B*, Vol. 38, N°9, pp. 6160-6165, (1988).
- [Shim02] K. Shim, and H. Rabitz, "Theoretical valence band offsets of semiconductor heterojunctions", *Applied Physics Letters*, Vol.80, N°24, pp. 4543-4545, (2002).
- [Ste98] A. M. Steinberg, "Time and history in quantum tunnelling", *Superlattices and Microstructures*, Vol.23, N°3/4, pp. 823-831, (1998).
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, second edition, Wiley-Interscience, (1981).
- [Tan90] I-H. Tan, G. L. Snider, L. D. Chang, and E. L. Hu, "A self-consistent solution of Schrödinger-Poisson equations using a nonuniform mesh", *Journal of Applied Physics*, Vol. 68, N°8, pp. 4071-4076, (1990).
- [Tay95] G.W. Taylor, and P. R. Claisse, "Transport Solutions for the SCH Quantum-Well Laser Diode", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 31, N° 12, pp. 2133-2141, (1995).
- [Tay98] G.W. Taylor, and S. Jin, "Revisions to "Transport Solution for the SCH QW Laser Diodes"", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 31, N° 12, pp. 2133-2141, (1995).
- [Ters87] J. Tersoff, in *Heterojunction band discontinuities: Physics and Device Applications*, edited by F. Capasso and G. Magaritondo, Elsevier, New York, Chap.1, (1987).
- [Tes93] N. Tessler and G. Eisenstein, "On Carrier Injection and Gain Dynamics in quantum Well Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, N° 6, pp. 1586-1595, (1993)
- [Torr97] M. S. Torre, I Esquivias, B. Romero, K. Czotscher, S. Weisser, J. D. Ralston, E. C. Larkins, W. Benz, A. Schönfelder, "Lateral carrier profile for mesa-structured InGaAs/GaAs laser", *Journal of Applied Physics*, Vol. 81, N°9, pp. 6268-6271, (1997).
- [Tsa95] C.-Y. Tsai, C.-Y Tsai, Y.-H. Lo, R. M. Spencer, and L. F. Eastman, "Nonlinear Gain Coefficients in Semiconductor Quantum-Well Lasers: Effects of Carrier Diffusion, Capture, and Escape", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 1, N° 2, pp. 316-329, (1995).
- [Tsa97] C.-Y. Tsai, F.-P Shih, T.-L. Sung T.-Y. Wu, C.-H. Chen and C.-Y Tsai, "A Small-Signal Analysis of the Modulation Response of High-Speed Quantum-well Lasers: Effects of Spectral Hole Burning, Carrier Heating, and Carrier Diffusion-Capture-Escape", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, N° 11, pp. 2084-2096, (1997).
- [Tsao88] J. Y. Tsao and B. W. Dodson, "Excess stress and the stability of strained heterostructures", *Applied Physics Letters*, Vol.53, N°10, pp. 848-850, (1988).
- [Van87] C. G. Van De Walle, and R. M. Martin, "Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory", *Physical Review B*, Vol.35, N°15, pp.8154-8165, (1987).
- [Van88] C. G. Van De Walle, "Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory", *Physical Review B*, Vol.39, N°3, pp.1871-1883, (1989).
- [Vin86] L. Viña, R. T. Collins, E. E. Mendez, and W. I. Wang, "Comparative study of the effect of an electric field on the photocurrent and photoluminescence of GaAs-GaAlAs quantum wells", *Physical Review B*, Vol. 33, N°8, pp. 5939-5942, (1986).
- [Vin87] L. Viña, E. E. Mendez, W. I. Wang, L. L. Chang, and L. Esaki, "Stark shifts in GaAs/GaAlAs quantum wells studied by photoluminescence spectroscopy", *Journal of Physics C: Solid State Physics*, N°20, pp. 2803-2815, (1987).
- [Wagn93] M. Wagner, and H. Mizuta, "Complex-energy analysis of intrinsic lifetimes of resonances in biased multiple quantum wells", *Physical Review B*, Vol. 48, N°19, pp. 14393-14406, (1993).

[Wang97] J. Wang, U. A. Griesinger, M. Geiger, F. Scholz, and H. C. Schweizer, "Carrier Capture Times in Quantum-Well, -Wire, and -Box Distributed-Feedback Lasers Characterized by Dynamic Lasing Emission Measurements", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 3, N° 2, pp. 223-229, (1997).

[Wood94] D. Wood, *Optoelectronic Semiconductor Devices*, Prentice Hall International, (1994).

[Yam97] H. Yamazaki, A. Tomita, M. Yamaguchi, and Y. Sasaki, "Evidence of nonuniform carrier distribution in multiple quantum well lasers", Applied Physics Letters, Vol.71, N°6, pp. 767-769, (1997).

[Zim96] M. Zimmermann, S. Krämer, A. Hangleiter, F. Steinhagen, H. Hillmer, and H. Burkhard, "Carrier transport in asymmetrically confined 1.55 $\mu\text{m}$  multiple quantum well laser structures", Applied Physics Letters, Vol.69, N°16, pp. 2324-2326, (1996).

## **Chapitre III: Diodes électroluminescentes en polarisation directe- démonstration de l'effet Stark en dessous du seuil laser**

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'électroluminescence des structures à trois puits quantiques pour des courants d'injection inférieurs au courant de seuil laser. Ce régime d'excitation va nous permettre de comprendre l'évolution, en fonction du courant, de la distribution des charges dans les trois puits de la structure que nous proposons. Cette compréhension repose sur l'analyse des spectres optiques. En particulier la position spectrale du pic de la longueur d'onde du pic d'électroluminescence du puits actif sera la sonde privilégiée pour cela. Un nombre important de structures est aussi nécessaire pour comprendre l'influence des différents paramètres et ce chapitre essaye de donner une synthèse des résultats obtenus sur toutes les structures répertoriées en annexe. Une fois exposées les différentes caractéristiques de notre système dans ce régime nous aurons toutes les bases pour aborder la thématique de l'émission laser.

Nous montrerons dans un premier temps, qu'il est possible d'inscrire des champs électriques susceptibles de provoquer des variations en longueur d'onde de plus de 100nm. Une modélisation semi-quantitative reposant sur la résolution auto-consistante des équations de Poisson et de Schrödinger sera menée pour expliquer de telles variations. Cette modélisation s'avèrera cruciale pour la maîtrise des processus physiques rentrant en jeu dans notre dispositif. Nous étudierons ensuite l'influence des différents paramètres liés au profil du diagramme de bande en commençant dans un premier temps par l'épaisseur du puits actif. Dans un second temps, la transparence des barrières tunnel sera discutée de façon approfondie au vu de nos résultats expérimentaux. Nous finirons cette étude en regardant l'impact de la température sur l'efficacité de la structure et nous montrerons que l'application d'un champ électrique créé par les porteurs accumulés dans les puits de collection est possible à température ambiante.

### ***A. Démonstration de l'application de l'effet Stark en polarisation directe***

Dans cette partie nous allons nous focaliser sur les résultats obtenus à partir de deux échantillons à trois puits quantiques car ils montrent de façon spectaculaire l'effet recherché. Ils sont constitués d'une structure, représentée en insert de la figure 1, comprenant un puits quantique actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  d'épaisseur 20nm avec des barrières en  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ . Les puits de collection côté N et P sont en GaAs, d'épaisseur respective 4.5nm et 6nm, et les zones de confinement des porteurs de charge et des photons émis sont respectivement en  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  et  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Pour l'un de ces deux échantillons, appelé 216, les barrières ont des épaisseurs de 7.1nm du côté N et 6.6nm du côté P, et pour l'autre échantillon, 218, elles sont de 5nm de chaque côté. En outre pour appuyer notre démonstration nous utiliserons un échantillon de référence, appelé 203, qui consiste en un simple puits quantique  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  d'épaisseur 20nm avec pour barrières la zone de confinement des porteurs en  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ . Le diagramme de bande de conduction de la référence est lui aussi représenté sur la figure 2.

#### **1. Description des spectres prouvant la présence d'un champ de charge d'espace.**

La figure 1 montre les spectres d'électroluminescence détectés par la surface à 10K pour l'échantillon aux barrières les plus larges, lorsque le courant d'injection (en mode continu) augmente.

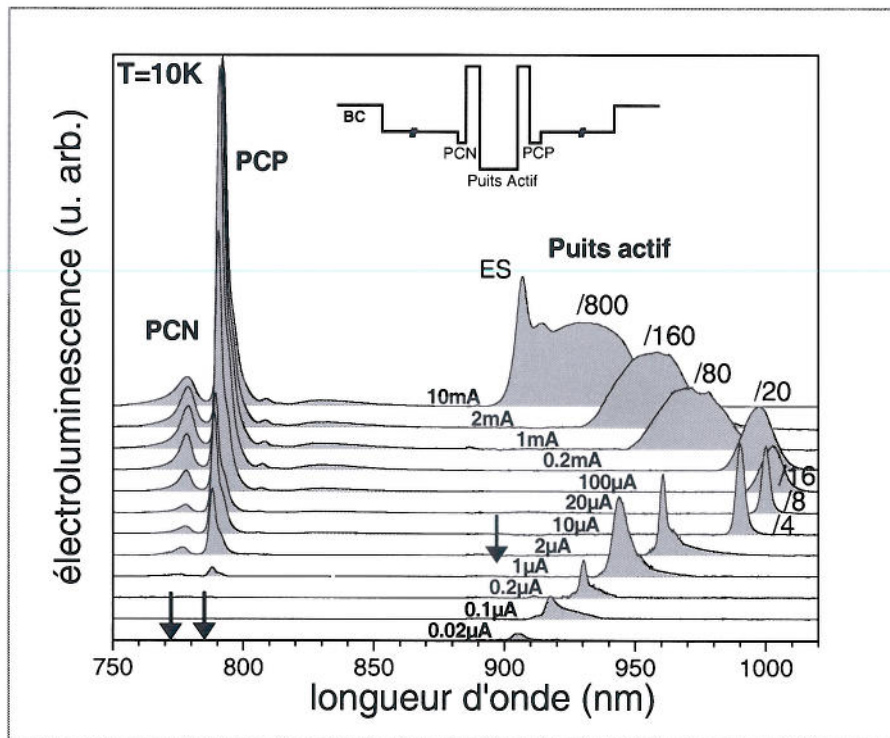


Fig.1 : spectre d'électroluminescence en fonction de l'augmentation du courant d'injection pour l'échantillon 216 possédant un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  de 20nm et des barrières  $\text{Al}_{0.60}\text{Ga}_{0.30}\text{As}$  d'épaisseur 7.1nm et 6.6nm côté N et P respectivement. Les puits de collection, PCN côté N et PCP côté P sont en GaAs et d'épaisseurs respectives 4.5nm côté N et 6nm.

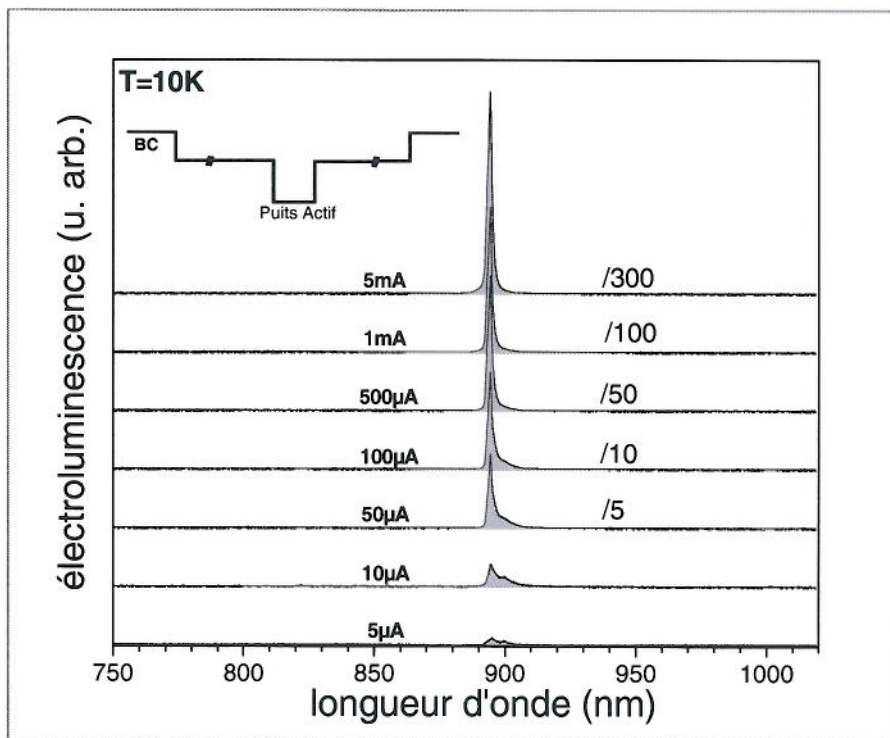


Fig.2 : spectre d'électroluminescence en fonction de l'augmentation du courant d'injection pour l'échantillon de référence 203 possédant un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$  de 20nm.

Les différentes composantes spectrales qui apparaissent sur les spectres sont identifiées sur la figure : dans l'ordre des longueurs d'onde croissante on trouve l'émission associée au puits de collection côté N (PCN), celle du puits côté P (PCP) et celle du puits actif. Les flèches indiquent la position correspondante des pics observés en photoluminescence. La caractéristique la plus importante de la figure 1 est indéniablement la spectaculaire variation du pic d'électroluminescence lors de l'accroissement du courant d'injection. A faible courant, la longueur d'onde du pic subit un fort décalage vers le rouge, puis la variation sature avant de changer de sens à plus fort courant tout en s'accompagnant d'un élargissement conséquent de la raie. Dans le cas de l'échantillon de référence, ce décalage de la longueur d'onde du puits actif n'est pas observé, ainsi que le prouvent les spectres de la figure 2. Donc la variation de la longueur d'onde observée dans la structure à trois puits est indubitablement associée à la distribution inhomogène des porteurs qui génère un important champ de charge d'espace agissant sur le puits actif. La variation maximale est de 109nm. En supposant que cette variation est due à un champ de charge d'espace homogène sur tout le puits actif, ce dernier doit être de l'ordre de 155kV/cm. En utilisant un modèle capacitif simple, on trouve que la densité de charge accumulée dans les puits de collection, correspondant à un tel champ électrique, est de  $11.4 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ . A partir d'une certaine valeur du courant, les raies d'électroluminescence associées aux puits de collection côté N et côté P apparaissent. Leur présence prouve qu'après un premier chargement de la structure, il devient possible pour les électrons et les trous localisés dans le puits actif de fuir vers les puits de collection respectivement côté P et côté N et de s'y recombiner. Ce transfert n'est pas autorisé d'un point de vue énergétique en condition de bande plate parce que les niveaux confinés fondamentaux des électrons et des trous dans le puits actif sont plus bas en énergie (inférieurs de plus de 50meV) que ceux des puits de collection. Cette affirmation repose sur l'hypothèse que tous les porteurs injectés dans le puits actif ont relaxé sur le niveau fondamental. En réalité, une faible fraction de ces derniers, lors de la relaxation dans le puits actif ont une probabilité non nulle de transférer vers les puits de collection avant d'atteindre le niveau de confinement fondamental. C'est pourquoi même avant le courant  $I=1\mu\text{A}$ , que nous faisons correspondre à l'alignement du niveau électronique du puits actif avec celui du puits de collection côté P, une faible électroluminescence des puits de collection est observée quand on dilate l'échelle en intensité sur la figure 1. Dans ce régime de courant, les intensités (intégrées sur toute la raie) des émissions issues des puits de collection, alors quasiment identiques entre elles, sont chacune inférieures de plus de 2 ordres de grandeur à celle correspondant au puits de collection côté P et observée après la transition. Le transfert par ces porteurs chauds peut donc être négligé. Par ailleurs bien que lors des mesures de photoluminescence les deux puits de collection exhibent la même intensité (intégrée sur toute la raie) ainsi que le montre la figure 3, l'émission en électroluminescence du puits de collection côté P est un ordre de grandeur supérieur à celle du puits de collection côté N. Ceci reflète simplement le fait, qu'il est plus facile pour les électrons de transférer dans le puits de collection côté P que pour les trous dans celui côté N à cause de temps tunnel plus

court. Dans la plage de courant explorée, le pic associé au puits de collection côté P subit une légère variation vers les grandes longueurs d'onde (4.5nm) suggérant qu'une faible fraction du champ agit sur ce puits. A contrario, le pic associé au puits de collection côté N ne varie pas quand le courant change, montrant ainsi qu'il n'est affecté par aucun champ.

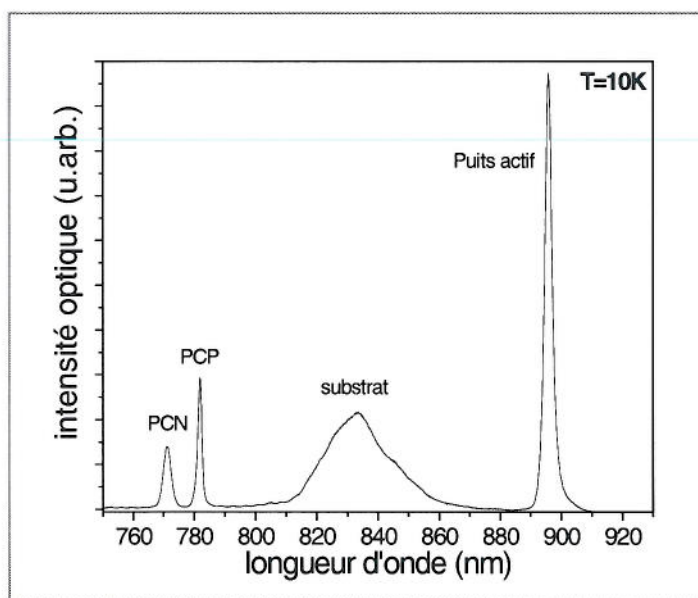


Fig.3 : photoluminescence de l'échantillon 216. L'excitation optique est effectuée avec un laser Titane-Saphir accordé à 720nm.

## 2. Synthèse et mise en évidence de différents régimes de fonctionnement

Sur la figure 4, la longueur d'onde  $\lambda_{LED}$  du maximum du pic d'électroluminescence associée au puits actif est tracée en fonction du courant pour les trois échantillons. Lors des mesures de photoluminescence, où aucun effet de charge ne peut avoir lieu, l'émission du puits actif se produit à 896nm pour tous les échantillons. Par conséquent, la déviation observée de  $\lambda_{LED}$  par rapport à la valeur en bande plate dans les structures à trois puits est une signature de la distribution inhomogène des porteurs et de la présence d'un champ de charge d'espace. Dans le cas de l'échantillon possédant le couple de barrières les plus minces, le début du décalage en longueur d'onde apparaît à plus haut courant ( $\sim 3\mu A$ ) et le maximum de variation chute à 55nm. Ce point n'est pas surprenant dans la mesure où les temps de transit des porteurs dans les puits de collection pour cet échantillon sont plus courts, ce qui implique que plus de courant est nécessaire pour accumuler suffisamment de charge d'espace dans les puits de collection. En outre, à cause du renforcement du transfert, le maximum de charge d'espace pouvant être stockée dans la structure est réduit.

Nous discutons maintenant plus en détail la dépendance de  $\lambda_{LED}$  pour la structure avec les barrières les plus épaisses. Nous distinguons quatre régimes différents comme indiqué sur la figure 4. Le régime I, correspondant à de très faibles courants, est caractérisé par une forte augmentation du

champ de charge d'espace tandis que seule l'électroluminescence du puits actif est observable (cf. figure 1). Vers environ  $1\mu\text{A}$ , l'électroluminescence des puits de collection (principalement pour le puits de collection côté P) apparaît, marquant la transition vers le régime II, où une augmentation du champ de charge d'espace a toujours lieu, mais maintenant le transfert des porteurs du puits actif vers les puits de collection est possible d'un point de vue énergétique. Dans le régime III, un mécanisme de décharge s'opère, réduisant le champ de charge d'espace. Le régime IV correspond à l'apparition d'un pic étroit à  $907\text{nm}$ , qui est attribué à de l'émission simulée (ES), comme nous le verrons par la suite.

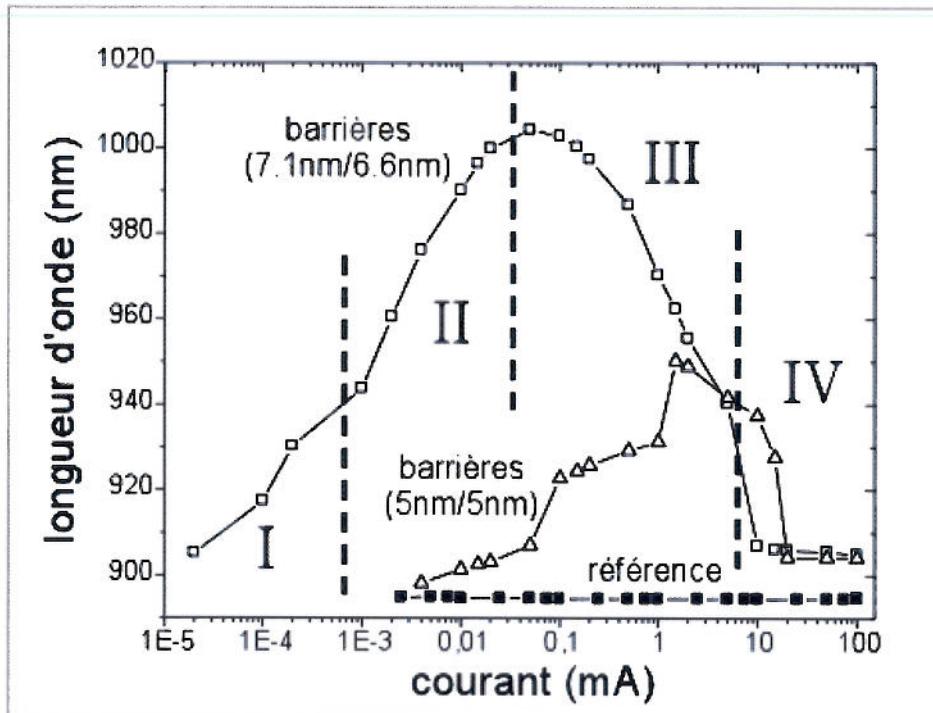


Fig.4 : synthèse de la variation spectrale de la position du pic d'électroluminescence du puits actif pour les échantillons 216 (barrières  $7.1\text{nm}/6.6\text{nm}$ ), 218 (barrières  $5\text{nm}/5\text{nm}$ ) ainsi que pour l'échantillon de référence 203.

## B. Modélisation de la distribution des charges pour différents régimes

### 1. Description du modèle

Pour modéliser complètement les dépendances de  $\lambda_{\text{LED}}$  d'une structure à trois puits donnée, il est nécessaire de connaître de façon précise les différents temps de transfert d'un puits quantique à l'autre. C'est un problème très complexe car les temps de transfert dépendent de façon critique des modifications du profil des bandes de conduction et de valence, liées à la distribution des porteurs pour un courant donné. Néanmoins, afin de reproduire les caractéristiques principales de la figure 4 nous avons procédé de la façon suivante : pour un courant donné nous supposons un ensemble raisonnable de temps de transfert comme paramètre d'entrée et nous résolvons le système d'équations bilan définies au chapitre précédent. Une fois connue la densité de porteurs, l'équation de Poisson est résolue par une méthode de relaxation [Pres98], [Wein94], pour pouvoir déterminer le nouveau profil



de bande d'énergie. A partir de ce dernier l'équation de Schrödinger est résolue par une méthode d'élément fini permettant de calculer  $\lambda_{LED}$ . En comparant la valeur calculée de  $\lambda_{LED}$  avec la valeur expérimentale, les temps de transfert sont ajustés en conséquence jusqu'à ce qu'un accord raisonnable soit obtenu.

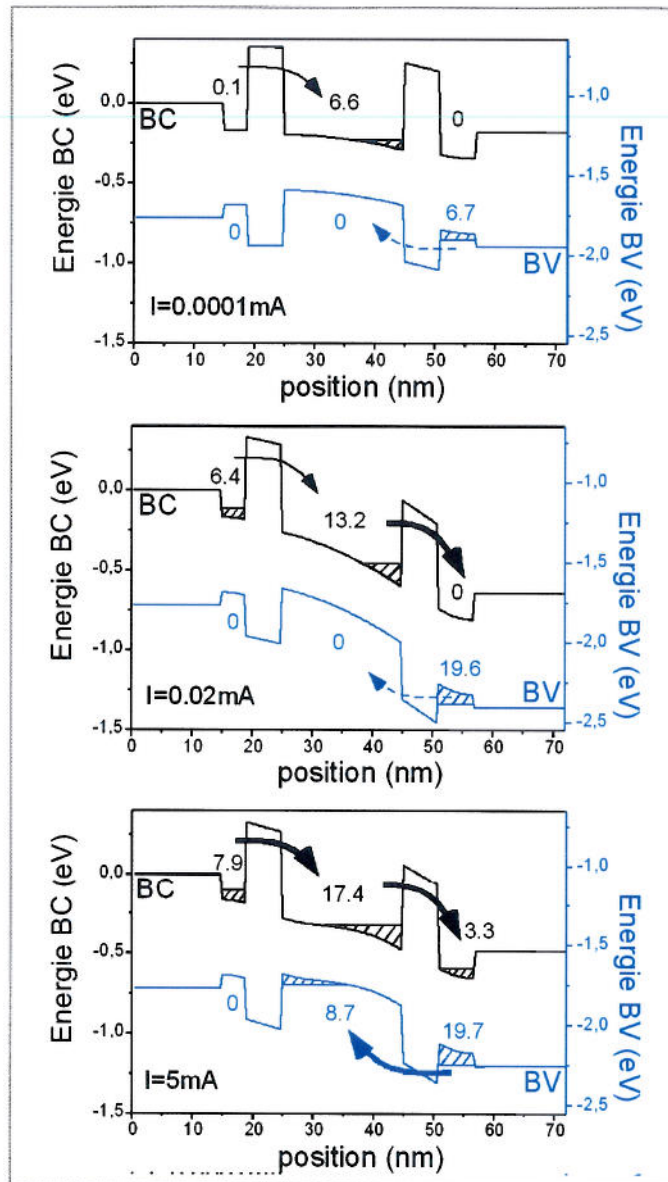


Fig.5 : profil de bande calculé et densités des porteurs indiquées en unité de  $10^{11} \text{cm}^{-2}$ , pour l'échantillon aux larges barrières 216 dans différents régimes de courant, (a) régime I : les électrons sont collectés dans le puits actif et les trous dans le puits de collection côté P, (b) régime II : le transfert des électrons du puits actif vers le puits de collection côté P est enclenché, (c) régime III : le transfert tunnel des trous légers génère l'écrantage du champ de charge d'espace et donne lieu à une diminution de la longueur d'onde  $\lambda_{LED}$ . BC : bande de conduction, BV : bande de valence.

## 2. Interprétation des résultats expérimentaux

Sur les figures 5(a)-(c), nous avons dessiné des exemples typiques de la distribution des porteurs et les profils de bande pour les régimes I à III, issus du calcul "interactif" décrit ci-dessus. Dans le régime I, nous supposons que les électrons et les trous du puits actif ne transfèrent pas vers les puits de collection opposés. Pour estimer les temps tunnel du puits de collection "d'entrée" dans le puits actif, nous avons utilisé le modèle semi-classique conventionnel présenté au chapitre II qui donne un temps tunnel de  $\tau_e \sim 100\text{ns}$  pour les électrons et  $\tau_{hh} \sim 200\mu\text{s}$  pour les trous lourds dans le cas de l'échantillon aux larges barrières. Pour l'échantillon aux barrières d'épaisseur moyenne, ces temps sont  $\tau_e \sim 500\text{ps}$  et  $\tau_{hh} \sim 500\text{ns}$ . En utilisant ces paramètres dans les équations bilan, nous trouvons un début de charge d'espace significatif pour des courants aussi faibles que  $10\text{nA}$  dans le cas de l'échantillon aux larges barrières et  $3\mu\text{A}$  pour l'autre, en très bon accord avec la figure 4. Comme le montre la figure 5(a), cependant, la charge d'espace dans le régime I consiste principalement en électrons dans le puits actif et en trous dans le puits de collection côté P. Cette distribution de porteurs quelque peu contraire à l'intuition est due à la grande valeur de  $\tau_{hh}$  comparée à  $\tau_e$  pour cet échantillon. Cette dissymétrie entraîne à faible courant un flux de trous vers le puits actif si faible que le temps de déclin des électrons du puits actif est beaucoup plus long que celui des électrons dans le puits de collection côté N qui est lui essentiellement limité par  $\tau_e$ .

Dans le régime II, nous avons ajouté dans le système d'équations bilan la possibilité d'un transfert efficace d'électrons du puits actif vers le puits de collection côté P, puisqu'un tel transfert est maintenant possible d'un point de vue énergétique à cause de la courbure de bande. De fait, le temps tunnel des électrons du puits actif vers le puits de collection côté P s'avèrera beaucoup plus court que  $\tau_e$  à cause de l'effet tunnel résonnant et de la plus mince épaisseur de la barrière située côté P. Dans ce régime, la plus grande partie des électrons additionnels qui tombent dans le puits actif fuient vers le puits de collection côté P, où ils se recombinent rapidement avec la grande densité de trous présente dans ce dernier. Ceci a pour conséquence, une augmentation beaucoup plus lente dans le régime II (comparée au régime I) des électrons dans le puits actif et des trous dans le puits de collection côté P, mais aussi une accumulation relativement rapide des électrons dans le puits de collection côté N. Un exemple typique du profil de charge d'espace dans le régime II est montré sur la figure 5(b) pour un courant de  $0.02\text{mA}$ .

Lorsque nous augmentons encore plus le courant et donc la charge d'espace, les barrières deviennent plus "transparentes", soit par courbure de bande induite sur les barrières ou par des effets de remplissage de bande. Ces phénomènes peuvent ralentir et éventuellement saturer l'augmentation de la longueur d'onde, mais cela ne peut pas expliquer le décalage vers le bleu observé pour le régime III sur la figure 4. Pour en tenir compte, nous suggérons un mécanisme reposant sur les trous légers. Spécifiquement, pour un courant  $I=0.02\text{mA}$  la densité de trous dans le puits de collection côté P est estimée à  $\sim 2 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}$ , donnant un quasi-niveau de Fermi pour les trous lourds de  $\sim 28\text{meV}$ . Sachant

que l'écart énergétique entre les niveaux des trous lourds et des trous légers dans le puits de collection côté P de 6nm est de  $\sim 20\text{meV}$ , cela implique qu'à ces densités la bande des trous légers commence à se remplir. Le temps tunnel très court ( $< 1\text{nsec}$ ) des trous légers a pour conséquence principale de geler la densité de trous dans le puits de collection côté P et de favoriser une accumulation rapide des trous dans le puits actif. La présence simultanée d'une forte densité d'électrons et de trous dans le puits actif génère dans ce dernier un fort dipôle, agissant en sens opposé au champ causé par la charge d'espace stockée dans les puits de collection. Ce mécanisme d'écrantage entraîne une diminution de  $\lambda_{\text{LED}}$ . Sur la figure 5©, nous montrons pour  $I=5\text{mA}$  le profil de bande résultant d'une solution auto-consistante des équations de Poisson et Schrödinger, type de calcul nécessaire pour prendre en compte les effets d'écrantage.

Après l'écrantage d'environ deux tiers du champ, le régime IV se met en place au-dessus de  $I > 5\text{mA}$ . Il est identifié par l'apparition sur la figure 1 d'un pic fin ES à 907nm, que nous attribuons à l'émission stimulée. Ce pic augmente super linéairement en intensité et subit un très léger décalage vers les basses longueurs d'onde avec l'augmentation du courant d'injection. Ces deux comportements sont consistants avec un processus d'émission stimulée. Par exemple, le dernier peut s'expliquer par le fait que l'émission stimulée accélère la recombinaison dans le puits actif, ralentissant ainsi toute accumulation additionnelle dans le puits actif et gelant ainsi le phénomène d'écrantage. En outre, à  $\sim 75\text{mA}$  ( $\sim 12.5\text{A/cm}^2$ ) l'émission laser apparaît au sommet du pic ES, supportant fortement l'hypothèse d'émission stimulée.

Il est intéressant de noter dès maintenant que le courant de seuil pour l'échantillon de référence est un peu plus élevé  $\sim 100\text{mA}$  ( $\sim 17\text{A/cm}^2$ ) que celui contenant les barrières tunnel. A première vue, ce résultat est assez surprenant. Il peut être compris, cependant, en considérant que pour l'échantillon de référence beaucoup de porteurs de charge sont perdus par recombinaison spontanée lorsque nous remplissons le puits actif avec des électrons et des trous pour atteindre la transparence. Cette perte est moins importante dans la structure à trois puits, où le puits actif est d'abord rempli par des électrons à très bas courant et ensuite par des trous. Même quand les trous légers passent dans le puits actif, le taux de recombinaison bimoléculaire est réduit à cause du champ de charge d'espace. Donc, la transparence est atteinte à des densités de courant plus faibles que dans le cas de la référence, malgré la force oscillateur plus faible de la transition fondamentale à cause du champ.

Les différents régimes et distributions de porteurs décrits précédemment permettent d'expliquer semi-quantitativement l'allure du comportement de la longueur d'onde d'émission du puits actif. Au-delà de cette explication, ils peuvent aussi rendre compte de la largeur de la raie du puits actif observée sur la figure 1 et totalement différente de celle de la raie issue de l'échantillon de référence (cf. figure 2). Nous allons vérifier que cette dernière est compatible avec les densités de porteurs dans le puits actif calculées pour différents courants d'injection. En effet la largeur de la raie est proportionnelle à la concentration des porteurs présents dans le puits [Skol90a]. Sur la figure 5(b), nous avons estimé que la densité d'électron dans le puits actif était de l'ordre de  $13 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$  pour un

courant d'injection de 0.02mA, tandis que celle des trous était négligeable. Avec une telle concentration d'électrons nous pouvons calculer à partir de la formule  $N = m^*/(\pi \cdot \hbar) \cdot E_f \cdot q$  où  $N$  est la concentration de porteurs, que le quasi-niveau de Fermi  $E_f$  pour les électrons est de 50meV. On a fait ici l'hypothèse que seule la bande d'énergie associée au niveau fondamental est peuplée. Ceci est justifié car pour le courant considéré le champ étant supérieur à 60kV/cm, l'espacement entre les niveaux d'énergie  $e1$  et  $e2$  (respectivement premier et deuxième niveaux de confinement électronique) est plus grand que 50meV. En supposant maintenant la population des porteurs en équilibre thermique et une raie homogène, une telle valeur de  $E_f$  devrait entraîner une largeur de raie de l'ordre de 1nm (à savoir  $\sim 1.5$ meV et non pas de 50meV comme attendu avec le modèle ou les  $\sim 40$ nm observés), si on considère satisfaite la règle de conservation de la quantité de mouvement  $k_{//}$  des porteurs dans le plan du puits. En effet avec cette règle, comme la population de trous est très faible, seules les transitions correspondant aux extremums des bandes de conduction et de valence sont autorisées. Deux phénomènes peuvent cependant expliquer l'élargissement observé. Le premier est la localisation des trous, qui relaxent partiellement la conservation de  $k_{//}$ , autorisant ainsi la recombinaison des électrons possédant l'énergie  $E_f$  du quasi-niveau de Fermi, en plus de ceux dont l'énergie est voisine de  $e1$  [Skol90a]. Dans ce cas  $E_f=50$ meV induirait une largeur de raie de 40nm. Le second processus envisageable est aussi l'échauffement du plasma de trous minoritaires. Quand le courant est augmenté au-delà de  $I=0.02$ mA, le quasi-niveau de Fermi des électrons n'augmente que de 15meV d'après notre modélisation, ce qui ne permet pas d'expliquer l'élargissement expérimental de la raie du puits actif se produisant sur la figure 1 pour ce régime de courant. Cependant comme le champ de charge d'espace « senti » par le puits actif est diminué par les porteurs tombés dans ce puits (effet d'écran intra-puits), l'énergie du niveau  $e2$  se rapproche de celle du niveau  $e1$  et la bande d'énergie associée au niveau  $e2$  peut commencer à se remplir, introduisant ainsi une contribution supplémentaire à l'élargissement de la raie. En outre comme la densité de trous augmente,  $hh2$  et  $hh3$  ( respectivement deuxième et troisième niveaux de confinement des trous) commencent aussi à se peupler, entraînant une autre contribution à l'élargissement. Les concentrations de porteurs calculées sur la figure 5 permettent donc de donner une explication suffisante de l'élargissement de la raie du puits actif.

Nous avons démontré à travers les parties A et B que l'application de l'effet Stark sous polarisation directe est possible en dessous du seuil laser et permet d'atteindre des variations en longueur d'onde de plus de 100nm. Selon le courant injecté nous avons distingué différents états stationnaires permettant de comprendre la dynamique des porteurs ainsi que les effets susceptibles de limiter l'application d'un champ durant l'injection laser. La saturation de l'effet dans le cas ci-dessus, nous amène de façon logique à considérer des barrières plus fuyantes pour commencer à appliquer le champ plus tard et des puits plus minces pour diminuer les effets d'écrantage.

### C. Influence de la largeur du puits : particularités de l'effet Stark sous polarisation directe

#### 1. Comportement classique

Sur la figure 6 sont tracées, en fonction du courant d'injection et à 10K, les variations du pic d'électroluminescence issu du puits actif de trois structures possédant des puits de collection en GaAs, de largeur 4.5nm côté N et 6nm côté P, et des barrières en  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de même composition que les zones de confinement optique. Ces barrières ont une épaisseur de 12nm côté N et 10nm côté P. La zone de confinement des porteurs de charge est en  $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  et comme tous les échantillons présentés dans cette thèse a pour dimension 300nm. La différence entre les trois structures réside dans la largeur du puits actif en  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  qui prend comme valeur 10nm (échantillon 240), 15nm (échantillon 241) et 20nm (échantillon 215). En outre viennent s'ajouter sur cette figure les variations des pics d'électroluminescence de deux diodes de référence dont la largeur du puits unique, incorporé au centre de la zone de confinement en  $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ , vaut respectivement 10nm et 20nm.

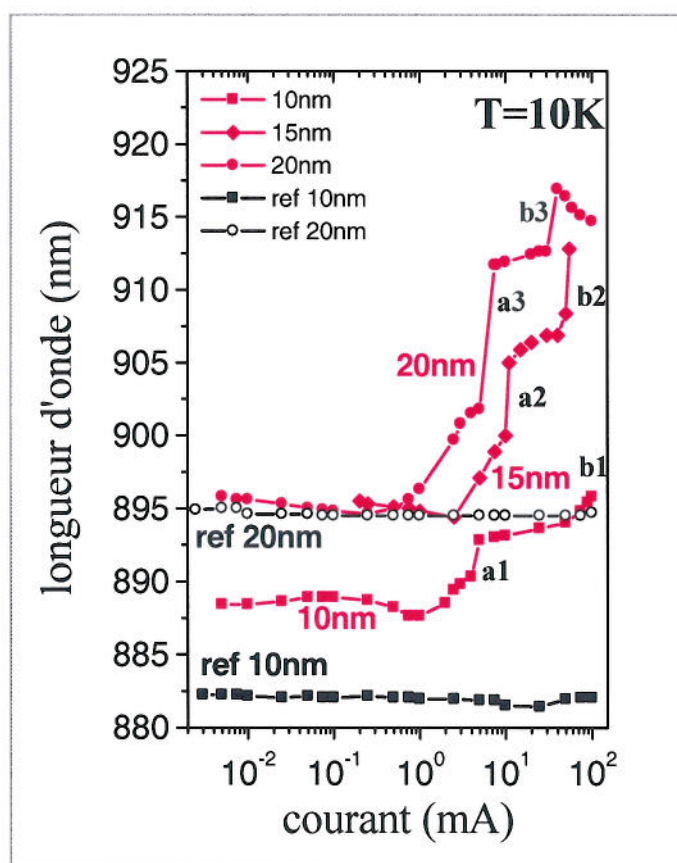


Fig.6 : position spectral du pic d'électroluminescence du puits actif en fonction du courant avant le seuil pour trois structures multipuits avec différentes épaisseurs  $d$  de puits actif, à savoir 215 ( $d=20nm$ ), 241 ( $d=15nm$ ) et 240 ( $d=10nm$ ), ainsi que deux échantillons de référence 203( $d=20nm$ ) et 297 ( $d=10nm$ ).

Comme attendu, les deux diodes de référence ne subissent aucun décalage notable de la longueur d'onde d'émission tandis que les structures à trois puits exhibent une variation de la longueur

d'onde d'autant plus grande que le puits est large. Ce dernier point est en accord avec l'effet Stark quantique confiné décrit au chapitre II. Le début du décalage vers les grandes longueurs d'onde s'effectue, pour les trois structures conçues pour collecter une charge d'espace, en première approximation à partir du même courant ( $\sim 1\text{mA}$ ). C'est consistant avec l'utilisation de barrières tunnel identiques dans chacun de ces échantillons. La légère différence concernant les courants marquant l'apparition du décalage peut être attribuée au fait que les temps « tunnel » des puits de collection vers le puits actif dépendent aussi de la densité d'états dans le puits actif et, donc, de la largeur de ce dernier. Les temps de transfert du puits de collection d'entrée vers le puits actif calculé en condition de bande plate avec le modèle semi-classique présenté au chapitre II donne  $\tau_e=200\text{ns}$  pour les électrons,  $\tau_{hh}\sim 400\mu\text{s}$  pour les trous lourds, et  $\tau_{lh}\sim 1\text{ns}$  pour les trous légers. Considérant alors le modèle simple d'équations bilan dans lequel il est supposé que tous les porteurs injectés transitent d'abord par les puits de collection avant de tomber dans le puits actif, nous estimons que le début du décalage devrait se produire pour un courant beaucoup plus faible, en effet à  $I\sim 0.01\mu\text{A}$  valeur qui est cinq ordres de grandeur en dessous de la valeur observée. Nous discuterons ce désaccord de façon générale dans la prochaine partie D.

Les variations maximales enregistrées de la longueur d'onde sont 8nm, 17nm et 22nm pour les diodes dont le puits actif a respectivement pour largeur 10nm, 15nm et 20nm. Les champs de charge d'espace correspondant sont 75kV/cm, 65kV/cm et 60kV/cm, si on suppose que le champ est appliqué de façon homogène sur le puits actif, et si on néglige l'effet des porteurs résidant dans le puits actif. En réalité, le puits actif contient des électrons et des trous, dont les fonctions d'onde sont séparées de façon spatiale vers les bords opposés du puits, créant un dipôle qui s'oppose au champ de charge d'espace. En résolvant de façon auto-consistante les équations de Poisson-Schrödinger, nous avons pris en compte de tels effets, et nous trouvons, en supposant une densité de porteurs de l'ordre de  $1\cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$  dans le puits actif pour un courant de 50mA (cette valeur de la densité des porteurs est raisonnable près du seuil laser à la température de 10K), que les variations en longueur d'onde trouvées ci-dessus correspondent pour les trois structures à un même champ de charge d'espace de  $\sim 75\text{kV/cm}$ , résultat encore consistant avec l'épaisseur identique des barrières tunnel dans tous les échantillons.

## 2. Etude des sauts de la longueur d'onde d'émission du puits actif

Une autre caractéristique intéressante de la figure 6 est la présence de discontinuités dans les variations de la longueur d'onde d'électroluminescence, indiquées par  $a_i$  et  $b_i$ . Ces « sauts » sont seulement présents sous polarisation directe (le saut  $b_3$  relatif au puits de largeur 10nm est moins net sur cette figure mais sa présence sera mise en évidence juste avant le régime laser lors du chapitre IV). Sur la figure 7, nous avons reporté les variations de la luminescence du puits actif sous polarisation inverse pour les trois structures, avec une série de spectres typiques collectés sous une inclinaison de  $45^\circ$  par rapport à l'axe de croissance de l'échantillon pour la structure dont la largeur du puits actif

vaut 15nm (l'inclinaison explique la double structure dans la raie d'émission du puits actif, car l'émission de surface et l'émission guidée sont collectées). Ce type de mesure permet de mettre en évidence de manière classique l'effet Stark quantique confiné. On constate que dans ces conditions il n'y a pas de discontinuité dans les variations de la longueur d'onde du puits actif. Nous soulignons au passage que la luminescence du puits de collection côté N disparaît plus vite que celle du puits côté P montrant que les électrons dans le puits côté N s'échappent plus facilement que les trous dans le puits côté P quand un champ est appliqué à la structure. Les sauts  $a_i$  et  $b_i$  observés sont donc spécifiques à l'injection sous polarisation directe. L'amplitude des sauts  $a_i$ , en particulier, augmente de façon monotone avec la largeur du puits actif, en accord avec l'effet Stark quantique confiné, suggérant ainsi qu'ils sont reliés à une soudaine augmentation du champ de charge d'espace. En outre comme le montre la figure 8 dans le cas du puits de 10nm et à 100K, ces sauts forment une boucle bistable tant sur la longueur d'onde que sur la caractéristique courant-tension (la boucle de la caractéristique courant-tension paraît plus grande car un plus grand nombre de points a été mesuré dans le sens du courant croissant). Le saut enregistré sur la tension est de 100mV, correspondant à une variation du champ de charge d'espace de  $\sim 30\text{kV/cm}$  si on considère que la chute de potentiel s'effectue entre les deux puits de collection, c'est-à-dire sur une distance de 12nm (barrière)+10nm(puits actif)+10nm (barrière)=32nm. La modification spectrale provenant de cette variation du champ via l'effet Stark est en parfait accord avec le saut de 3nm subi par la longueur d'onde du puits actif. Cela semblerait donc confirmer que le saut  $a_i$  soit corrélé avec une augmentation brusque du champ de charge d'espace.

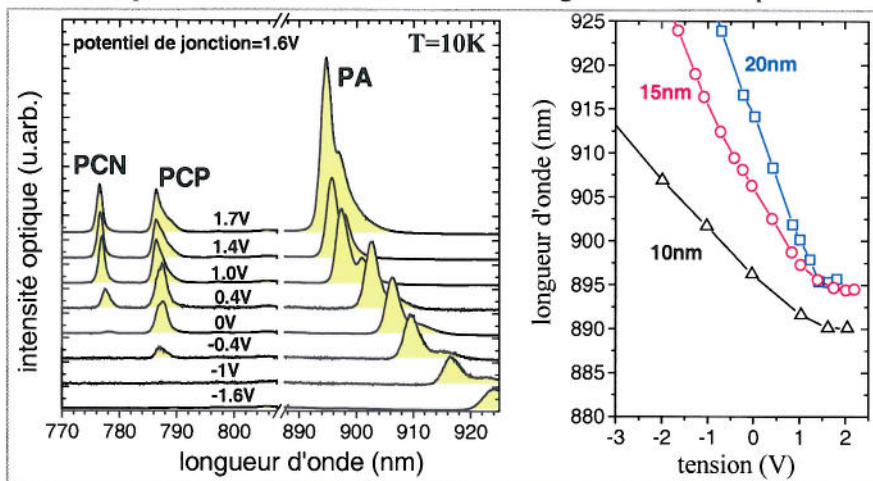


Fig.7 : photoluminescence sous polarisation inverse de l'échantillon 241, possédant un puits actif (PA) de 15nm, ainsi que la synthèse des variations spectrales du pic issu du puits actif pour les trois structures 215, 241 et 240 dans les mêmes conditions.

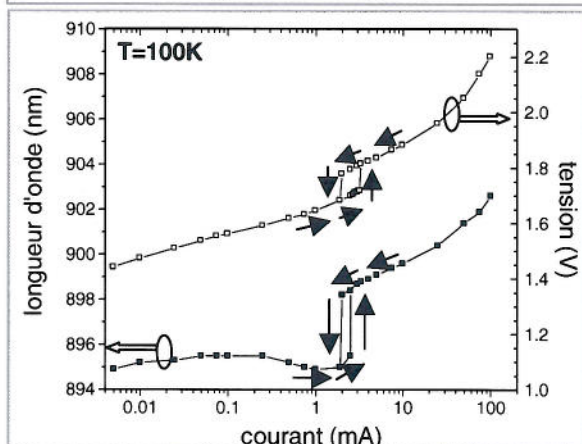


Fig.8 : mise en évidence de la bistabilité sur le saut en longueur d'onde  $a_i$  ainsi que sur la tension aux bornes de la diode en fonction du courant pour la structure 240 possédant un puits actif de 10nm.

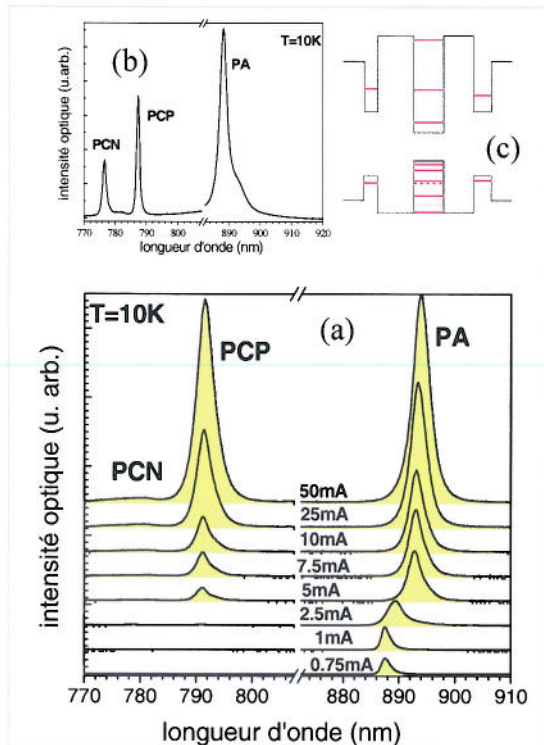


Fig.9: (a) spectres d'électroluminescence de l'échantillon 240, possédant un puits actif de 10nm, en fonction du courant d'injection, (b) spectre de photoluminescence du même échantillon, (c) schéma de bande de cette structure avec les différents niveaux confinés (le niveau des trous légers est en pointillés).

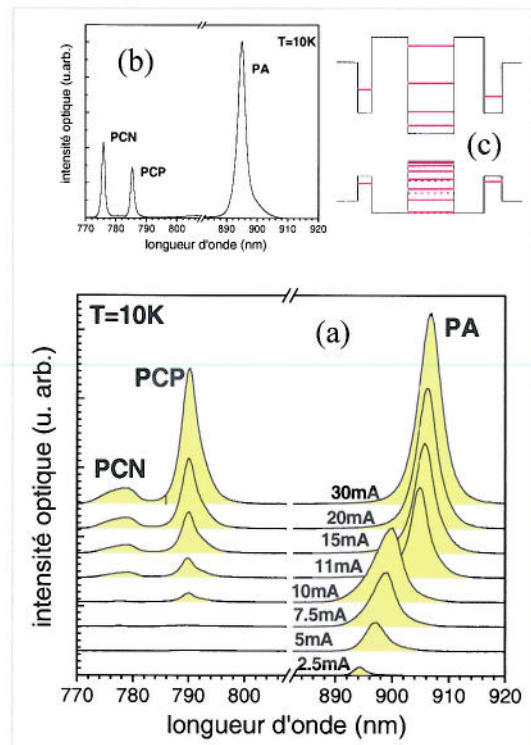


Fig.10: (a) spectres d'électroluminescence de l'échantillon 241, possédant un puits actif de 15nm, en fonction du courant d'injection, (b) spectre de photoluminescence du même échantillon, (c) schéma de bande de cette structure avec les différents niveaux confinés (le niveau des trous légers est en pointillés).

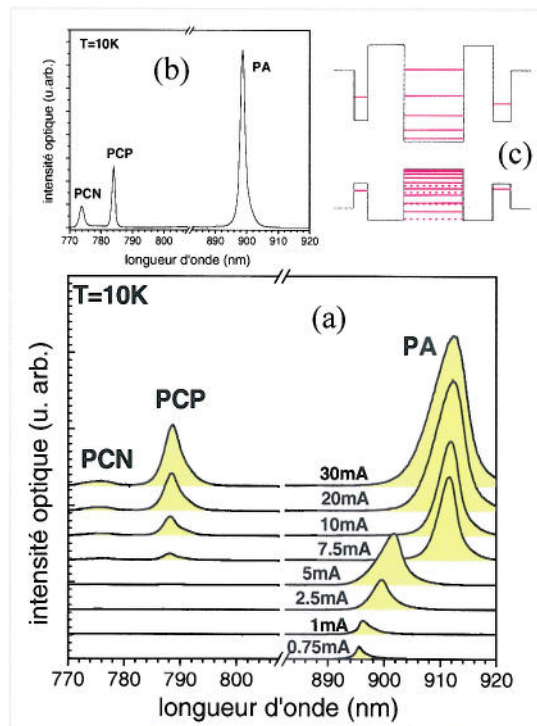


Fig.11 : (a) spectres d'électroluminescence de l'échantillon 215, possédant un puits actif de 20nm, en fonction du courant d'injection, (b) spectre de photoluminescence du même échantillon, (c) schéma de bande de cette structure avec les différents niveaux confinés (le niveau des trous légers est en pointillés).



Les figures 9, 10 et 11 montrent les spectres d'électroluminescence à 10K détectés par la surface pour chacune des structures et pour des courants voisins du saut  $a_i$ . En outre y est associé leur spectre de photoluminescence, avant fabrication sous forme de diode et sous excitation résonante, ainsi qu'un schéma indiquant les niveaux d'énergie en bande plate. Outre le décalage du pic du puits actif (PA) vers les grandes longueurs d'onde quand le courant d'injection augmente, nous observons dans les trois cas le saut en longueur d'onde  $a_i$  bien défini, entre 2.5mA et 5mA, entre 10mA et 11mA, et entre 5mA et 7.5mA pour les puits actifs respectivement de 10nm, 15nm et 20nm. Il est important de noter que dans chacun des cas ce saut  $a_i$  coïncide avec l'apparition soudaine de l'électroluminescence des puits de collection. L'apparition de l'électroluminescence des puits de collection indique qu'après une accumulation de charge initiale dans la structure il devient possible pour les électrons et les trous de pénétrer au-delà du puits actif et d'opérer leur recombinaison dans les puits de collection opposés. Nous rappelons encore une fois que ce transfert n'est pas autorisé d'un point de vue énergétique en condition de bande plate. Il s'avère en outre que l'intensité du pic associé au puits de collection côté P (PCP) est un ordre de grandeur plus grand que celle issue du puits de collection côté N (PCN), contrairement à ce qui est observé sur les spectres de photoluminescence. Ceci traduit le fait qu'il est plus facile pour les électrons de passer dans le PCP que les trous dans le PCN à cause de leur temps tunnel plus court. Le comportement du spectre d'émission est donc semblable à celui décrit au paragraphe B lors du passage du régime I au régime II, la même description peut donc s'appliquer ici. Au passage on constate que plus le puits actif est mince, plus la luminescence du puits de collection est élevée relativement à ce dernier, donc plus le transfert des électrons à travers la barrière côté P est renforcé, probablement parce que plus le puits est mince plus la fonction d'onde des porteurs s'étale dans la barrière. Il faut en outre remarquer que dans les trois cas il y a un élargissement du pic issu du puits actif avant le saut puis un rétrécissement de ce dernier une fois le saut effectué. Ce comportement est caractéristique d'une accumulation des porteurs dans le puits actif suivi d'une décharge de ces derniers, comme cela fût déjà observé dans la photoluminescence des diodes à double barrière tunnel résonnante [Youn88][Skol90b]. Finalement le renforcement du passage des porteurs à travers la structure devrait entraîner intuitivement une diminution du champ électrostatique appliqué sur le puits. Toutefois le contraire se produit : une accumulation plus forte des charges d'espace dans les puits de collection mis en évidence par les sauts vers les grandes longueurs d'onde a lieu dans chacune des structures.

Afin de donner une explication plausible de ce comportement curieux, nous proposons d'envisager une redistribution des charges électroniques entre le puits actif et le puits de collection côté N quand le niveau fondamental des électrons du puits actif s'aligne avec celui du puits de collection côté P. Avant cet alignement nous supposons, pour illustrer notre démonstration, que  $-2Q$  charges électroniques sont présentes dans le puits actif et  $2Q$  charges associées aux trous dans le puits de collection côté P. Quand l'alignement mentionné s'opère pour un certain courant  $I_0$ , la moindre augmentation supplémentaire du courant d'injection  $\delta I$  provoque une diminution du champ

s'appliquant sur la barrière côté P, du fait du passage des électrons vers le puits de collection côté P. Nous avons simulé ce point à partir des équations bilan et de l'équation de Poisson en considérant les temps de transfert appropriés au cas des figures 9, 10 et 11, à savoir par exemple un temps de transfert de l'ordre de 0.5ns pour les trous lourds transférant dans le puits actif à partir du puits de collection côté P. Cette diminution du champ a pour conséquence de désaligner les niveaux concernés en augmentant le niveau confiné du puits de collection côté P par rapport au niveau fondamental du puits actif, c'est à dire à ramener le système dans l'état initial correspondant au courant d'injection  $I_0$ . Or ce dernier état est incompatible avec l'augmentation de courant  $\delta I$ . Le régime correspondant à l'alignement des niveaux est donc instable. Cependant le courant d'injection ayant augmenté et étant fixé par l'alimentation, le système est obligé d'évoluer vers un état de fonctionnement stable. L'état stable envisageable, très schématiquement, est celui où les  $-2Q$  charges initialement présentes dans le puits actif se sont redistribuées par exemple en  $-Q$  charges dans le puits de collection côté N et  $-Q$  charges dans le puits actif. Ce nouvel état est bien stable car l'augmentation du champ de charge d'espace provoquée par l'accumulation des électrons dans le puits de collection côté N et des trous dans le puits de collection côté P est plus forte que la diminution du champ s'appliquant sur la barrière côté P. Le transfert des électrons du puits actif vers le puits de collection est alors constamment maintenu grâce aux porteurs accumulés dans les puits de collection "d'entrée". Cette redistribution spatiale de charge selon l'axe de croissance implique forcément une augmentation brusque du champ  $F$  s'appliquant sur le puits actif car  $F(z) \propto \int \rho(z) dz$  avec  $\rho(z)$  la densité de charge selon l'axe de croissance  $z$ . Par voie de conséquence la longueur d'onde d'émission du puits actif subit une variation soudaine vers les grandes longueurs d'onde. C'est pourquoi nous observons les sauts  $a_i$ . Dans les trois cas des figures 9, 10 et 11, la redistribution des charges est similaire car les barrières tunnel sont les mêmes, induisant ainsi une variation du champ quasi identique et des sauts  $a_i$  augmentant avec l'épaisseur du puits actif conformément à l'effet Stark quantique confiné. En partant maintenant de l'état stable obtenu après le saut  $a_i$ , le niveau fondamental des électrons du puits actif est plus haut en énergie que celui du puits de collection côté P. Donc lorsqu'on diminue progressivement le courant d'injection, l'alignement des niveaux qui ramène le système dans l'état de fonctionnement où le transfert des électrons du puits actif vers le puits de collection côté P est interdit va s'opérer pour un courant  $I_d$  inférieur à  $I_0$ , expliquant ainsi la boucle d'hystérésis observée sur la figure 8. Le point qui reste encore à comprendre de façon plus intime est le processus d'évolution transitoire de la redistribution des charges. Le scénario que nous venons de décrire pour expliquer les sauts  $a_i$  s'apparente à celui proposé dans les diodes résonnantes à doubles barrières tunnel, à l'exception importante que le paramètre de contrôle utilisé est la tension d'alimentation à la place du courant d'injection [Gold87], [Buot00].

Contrairement à l'échantillon décrit dans la partie A, il n'y a pas ici de fuite liée aux trous légers (c'est-à-dire passage dans le régime III) car les densités de porteurs dans le puits de collection côté P ne sont pas assez élevées pour peupler la bande d'énergie correspondante. En effet pour ces

échantillons, les barrières sont plus fuyantes que celles de l'échantillon présenté en A. Ceci est révélé par le fait que le décalage vers le rouge ne commence que pour des courants de l'ordre de 1mA au lieu de 1μA. Donc après le saut de type a<sub>i</sub>, le système reste dans un régime de type II jusqu'à l'apparition du saut de type b<sub>i</sub>. Comme le montrent les figures 12 et 13, ce saut s'apparente en fait plutôt à une transition progressive d'un pic à l'autre. Pour comprendre l'apparition de la raie supplémentaire basse énergie, nous avons mesuré selon la dimension latérale le spectre d'émission en fonction du courant. Le principe de la mesure a été décrit au chapitre II. La figure 14 résume les résultats obtenus. Pour des courants de 10mA à 40mA, la longueur d'onde est relativement constante sur toute la dimension transverse x (pour la définition des axes de coordonnées se référer à la figure 16 du chapitre II), et varie d'un courant à l'autre de λ=905nm à λ=907nm. Cependant une légère inhomogénéité spatiale de l'intensité (induisant une variation non détectable sur la longueur d'onde) révèle une inhomogénéité, estimée à moins de 10%, de la distribution des porteurs provenant du fait que le contact d'injection se situe sur le bord du composant. Par contre pour un courant de 50mA, une forte inhomogénéité spectrale selon x apparaît, avec une forte contribution de l'intensité à x=250μm et λ=907nm et une autre contribution importante en dessous du contact d'or à λ=913nm. Puis pour des courants de 60mA et plus, une relative homogénéité de la longueur d'onde à λ~914nm est retrouvée avec toujours cependant une légère inhomogénéité spatiale de l'intensité provenant du décentrement du contact d'or. La transition de longueur d'onde observée à I=50mA ne présente pas de phénomènes d'hystérésis comme dans le cas des sauts de type a<sub>i</sub>.

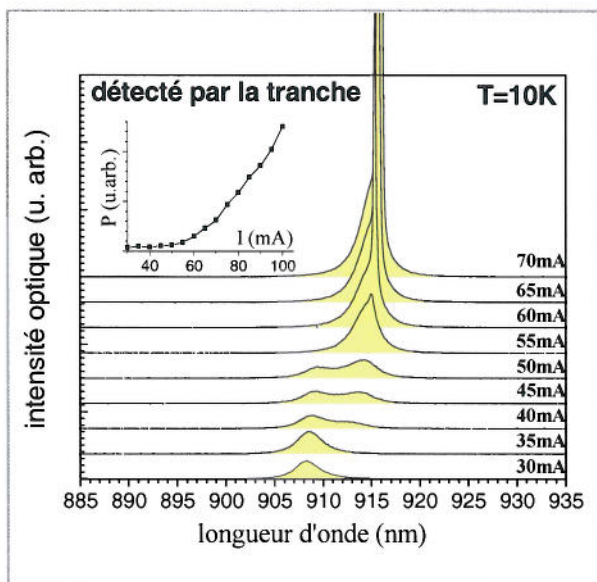


Fig.12 : spectres détectés par la tranche dans des régimes de courant voisins du seuil laser pour l'échantillon 241 (puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 15nm et barrière  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 12nm et 10nm). « Détecter par la tranche » signifie que principalement l'émission s'étant propagée dans le guide est collectée. Le pic très étroit correspond à l'émission laser. En insert est inclus le graphe de la puissance optique en fonction du courant.

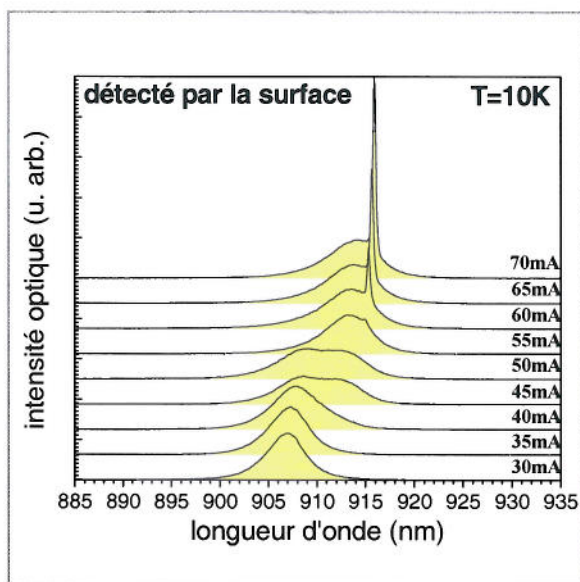


Fig.13 : spectres détectés par la surface dans des régimes de courant voisins du seuil laser pour l'échantillon 241 (puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 15nm et barrière  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 12nm et 10nm). La collection étant effectuée avec une lentille de focale 8cm l'émission collectée provient de toute la surface (2mm×300μm) de l'échantillon. Le pic très étroit correspond à l'émission laser diffusée en sortie de guide.

La position du pic de la longueur d'onde à 913nm correspond à celle de la raie laser sur la figure 12 suggérant fortement que le saut en longueur d'onde enregistré est corrélé avec le régime d'émission stimulée. En effet, l'apparition brutale d'une seconde raie à partir du contact d'or s'accorde bien avec la transition du régime d'émission spontanée au régime d'émission stimulée, transition qui se traduit, pour les porteurs de charge se recombinant de façon stimulée, par un temps de vie plus d'un ordre de grandeur inférieur à celui des porteurs se recombinant via l'émission spontanée. Nous sommes donc tentés, par analogie avec le raisonnement appliqué à la transition de type  $a_i$ , d'attribuer cette transition à la diminution de la durée de vie des porteurs, qui provoquerait une augmentation soudaine de la charge accumulée dans notre structure et donc un champ plus intense. Nous verrons dans le chapitre suivant que pour l'échantillon 240, identique à 241 excepté un puits actif plus mince, la séparation des deux pics à la transition  $b_i$  est moins importante conformément à l'effet Stark quantique confiné (comme le puits est plus mince le saut, pour un même champ, sera moins important). Il faut souligner que sur la figure 14 l'émission détectée est principalement l'émission spontanée car l'émission stimulée est guidée (dans le cas des lasers à puits quantique avec un seul puits, l'amplification vers la surface est quasi nulle), cependant l'émission spontanée est sensible aux variations du champ aux endroits où l'émission stimulée apparaît.

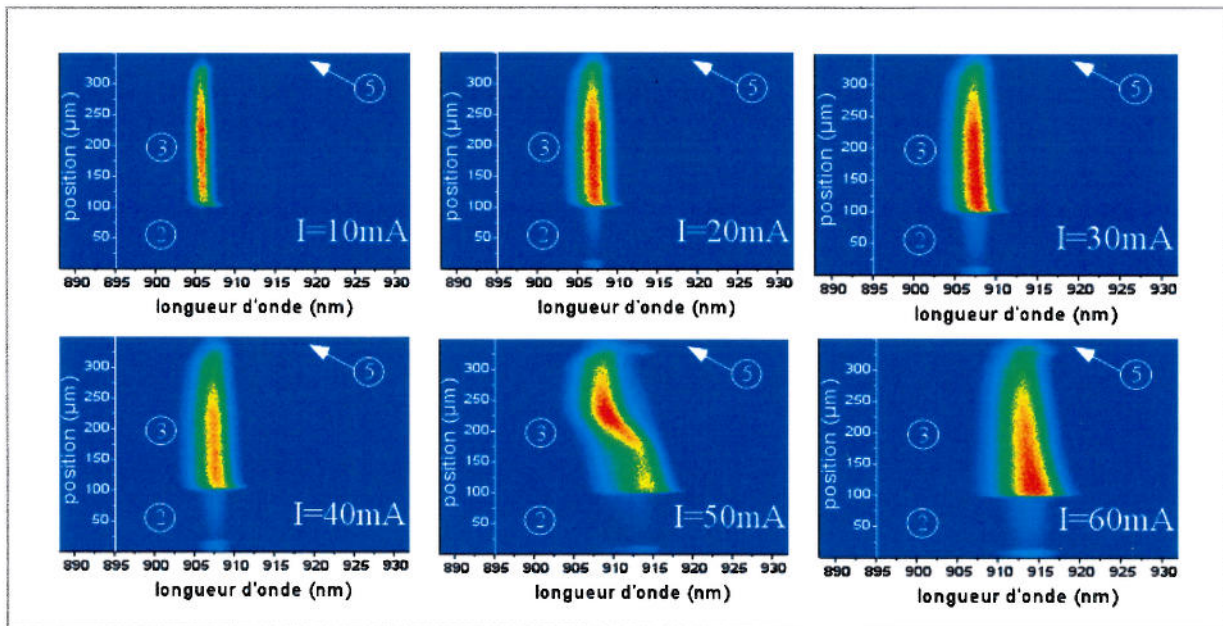


Fig.14 : spectre détecté par la surface pour l'échantillon 241 (puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 15nm et barrière  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 12nm et 10nm) avec une résolution spatiale (selon la dimension latérale  $x$ ) de l'ordre de  $\sim 5\mu m$  grâce à l'utilisation d'un objectif de microscope. L'intensité du signal augmente du bleu vers le rouge comme dans le spectre des couleurs naturelles.

En régime d'émission stimulée, la concentration des porteurs est gelée dans le puits actif. Donc pour satisfaire l'équation de continuité, par exemple du côté de la barrière d'entrée des électrons, la charge collectée doit être augmentée, sinon l'émission stimulée ne peut avoir lieu. En effet, cette équation de continuité s'écrit  $n_{coll}/\tau_{coll} = n_{pa}/\tau_{pa}$ , avec  $n_{coll}$  et  $n_{pa}$  les concentrations d'électrons dans le

puits de collection PCN et dans le puits actif PA, et  $\tau_{coll}$  et  $\tau_{pa}$  les durées de vie des porteurs respectivement dans les mêmes puits (nous avons négligé l'émission spontanée dans le puits de collection et négligé la fuite des électrons du puits actif vers le puits de collection côté P). Les quantités  $\tau_{coll}$  et  $n_{pa}$  étant fixes, une diminution brusque de  $\tau_{pa}$  provoque une augmentation aussi soudaine de  $n_{coll}$  expliquant l'augmentation du champ de charge d'espace (car le même processus à lieu côté P). L'observation d'une transition progressive de la longueur d'onde est ici possible parce qu'il y a une inhomogénéité selon  $x$  de l'injection du courant. Si le contact d'or était déposé sur toute la surface de la diode, on s'attendrait à n'observer qu'un saut brusque de la longueur sur le spectre d'émission de la figure 12 traduisant le passage du régime d'émission spontanée à celui d'émission stimulée. Dans les lasers classiques, le courant exact où s'opère la stimulation est plus délicat à trouver car l'émission spontanée et stimulée se confondent d'un point de vue spectrale (seule est détectée la transition laser, c'est-à-dire le moment où l'émission stimulée compense les pertes).

#### ***D. Influence de la hauteur et de l'épaisseur des barrières : contrôle du temps tunnel***

Jusqu'à présent nous avons montré qu'il était possible d'inscrire au sein du puits actif de notre structure un champ de charge d'espace en séparant les deux types de porteurs grâce à des barrières tunnel. La longueur d'onde d'émission de ce puits permet de quantifier ce champ grâce aux courbes de calibration de l'effet Stark quantique confiné (fig. 19 chap. II). Nous allons maintenant aborder la problématique suivante: est-il possible expérimentalement de déduire le temps tunnel des barrières à partir de l'analyse des variations de la longueur d'onde d'émission du puits actif, et si oui le temps mesuré est-il comparable à celui déduit du modèle semi-classique? Nous avons vu à la fin du deuxième chapitre, de façon théorique, que le temps de transit  $\tau$  des porteurs dans les puits de collection est proportionnel au courant  $I$  injecté, divisé par la concentration  $n$  de ces derniers en vertu de la continuité du courant:  $n \propto \tau \cdot I$  (\*). Comme le champ électrique  $F$  s'appliquant sur le puits actif dépend de  $n$ ,  $F \propto n$  (\*\*) d'après l'équation de Poisson, il est possible de déduire cette concentration grâce à la variation de la longueur d'onde  $\lambda$  de l'émission issue du puits actif car  $\lambda \propto F^2$  (\*\*\*) d'après l'effet Stark quantique confiné. Le temps recherché se déduit donc de cette variation sachant que la densité de courant injectée est connue. En combinant (\*), (\*\*) et (\*\*\*) on trouve  $\lambda \propto \tau^2 \cdot I^2$ .

Sur la figure 15, nous montrons le résultat de la démarche inverse. Pour différents temps tunnel des barrières nous avons calculé la variation  $\Delta\lambda$  de la longueur d'onde issue d'un puits actif de 20nm en fonction du courant d'injection en négligeant les effets d'écran et de fuite des porteurs hors du puits actif. Nous constatons que la valeur  $I_d$  du courant pour laquelle  $\Delta\lambda$  commence à augmenter est sensible à la valeur du temps tunnel. Pour les courbes associées aux temps 50ns et 5ns il y a par exemple un décalage d'une décade sur  $I_d$ . Plus les barrières d'une structure sont transparentes plus  $I_d$  est grand.  $I_d$  est donc un paramètre simple permettant de remonter au temps tunnel connaissant les courbes théoriques de la figure 15. Il faut certes se fixer un critère sur  $\Delta\lambda$  pour déterminer  $I_d$ . Nous

avons considéré que  $I_d$  est la valeur du courant pour laquelle  $\Delta\lambda$  a varié de 0.1nm. Avec un tel critère le temps expérimental déduit est estimé à une demie décade près comme les courbes associées aux temps 5ns et 10ns le montrent. En toute rigueur, pour avoir accès aux deux temps tunnel expérimentaux (celui associé aux électrons et celui associé aux trous), il faudrait essayer toutes les combinaisons possibles sur les temps des deux barrières, permettant de faire correspondre au mieux le début des décalages en longueur d'onde expérimentaux avec ceux calculés. Il s'avère cependant que si les temps tunnels associés aux électrons et aux trous sont asymétriques, c'est le temps le plus long qui gouverne principalement  $I_d$  comme le montre la figure dans le cas des couples (800ns// $2 \times 10^5$ ns) et ( $2 \times 10^5$ ns //  $2 \times 10^5$ ns) (à droite du symbole // est donné le temps de transfert côté N et à gauche le temps de transfert côté P). Pour simplifier nous avons donc pris en compte un seul temps caractéristique pour les deux barrières, la valeur de  $I_d$  mesurée déterminant alors le temps tunnel associé à la barrière la moins transparente. Comme la transmission des barrières dépend de leur épaisseur et de leur hauteur, nous avons étudié l'effet de ces deux paramètres sur la valeur de  $I_d$ .

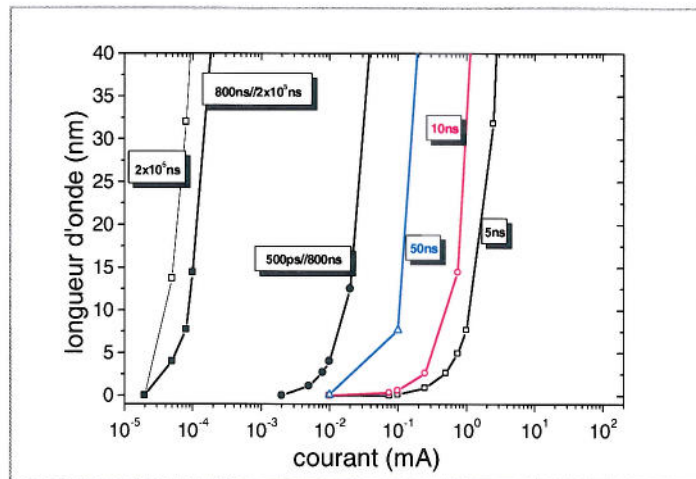


Fig.15 : modélisation dans une structure à trois puits des variations en fonction du courant d'injection de la longueur d'onde issue du puits actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 20nm pour différents temps de transfert à travers les barrières. La notation (x/y) signifie temps tunnel x pour la barrière côté N et temps tunnel y pour la barrière côté P.

La figure 16 représente les variations de la longueur d'émission du puits actif de trois structures, plus une référence, en fonction du courant d'injection. Pour les quatre structures, le puits actif contient 10% d'indium et possède une largeur de 20nm. Entre chacune des structures, les barrières ont une épaisseur variable (N12nm/P10nm par exemple indique des épaisseurs de 12nm pour la barrière située du côté du dopage N et 10nm pour celle située du côté du dopage P) et contiennent à chaque fois 30% d'aluminium. Les flèches caractérisées par les courants  $I_{d1}$ ,  $I_{d2}$  et  $I_{d3}$ , indiquent le début de l'augmentation de la longueur d'onde, respectivement pour les échantillons 215, 234 et 235. La notation  $a_i$  fait référence comme dans la partie précédente au premier saut de longueur d'onde. On constate sur cette figure, premièrement que le décalage en longueur d'onde est d'autant plus grand que l'épaisseur des barrières est importante, et deuxièmement  $I_{d1} < I_{d2} < I_{d3}$ . Ces observations sont

conformes avec  $\lambda \propto \tau^2 \cdot I^2$ . Il y a donc un bon accord qualitatif entre la résistance des barrières au passage des porteurs (résistance conditionnée par l'épaisseur) et les variations de la longueur d'onde issue du puits actif. Nous remarquons aussi que le saut  $a_1$  apparaît pour une longueur d'onde, donc un champ régnant dans le puits actif, plus élevée que celle où apparaît le saut  $a_2$  conformément au fait que le puits de collection côté P de l'échantillon 234 a une épaisseur de 11nm et non 6nm comme pour l'échantillon 215, donc un niveau de confinement pour les électrons plus bas en énergie que celui de 215. En effet un champ moins intense est nécessaire dans le cas 234 comparé à 215 pour aligner les niveaux électroniques fondamentaux du puits actif et du puits de collection côté P. Pour finir, la diminution initiale de  $\lambda$  pour les échantillons 234 et 235, à faible courant, est attribuée au remplissage et à la saturation des niveaux de défauts.

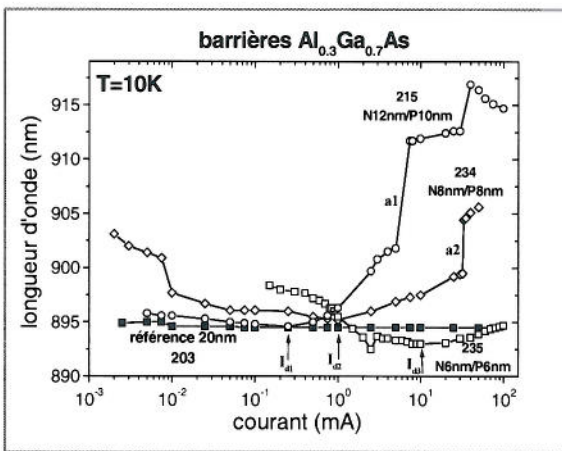


Fig.16 : variation expérimentale en fonction du courant du pic d'électroluminescence d'un puits actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 20nm pour différentes épaisseurs de barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  (échantillons 215, 234, 235 et référence 203).

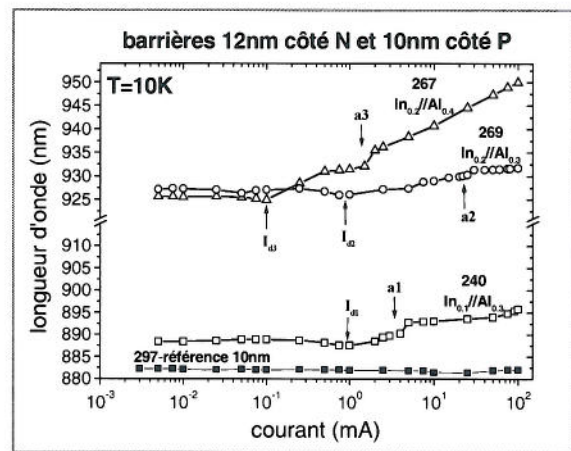


Fig.17 : variation expérimentale en fonction du courant du pic d'électroluminescence d'un puits actif  $In_xGa_{1-x}As$  ( $x=0.1$  ou  $x=0.2$ ) de 10nm pour des barrières  $Al_yGa_{1-y}As$  avec  $y=0.3$  ou  $y=0.4$  (échantillon 241, 267, 269 et référence 297).

En ce qui concerne la figure 17 (les notations présentes ont le même sens que celles de la figure précédente), au lieu de l'épaisseur des barrières, qui restent cette fois-ci fixée à 12nm et 10nm côté N et côté P respectivement, nous avons fait varier leur concentration en aluminium, de 30% à 40% entre les échantillons 267 et 269 dont le puits actif de 10nm contient 20% d'indium. En outre sont représentées les variations de l'échantillon 240, équivalant à 269 excepté la concentration du puits qui est de 10% d'indium. L'échantillon de référence 297 est constitué d'un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  unique d'épaisseur 10nm. On constate que  $I_{d2}$  est supérieur à  $I_{d3}$  d'une décade, ce qui est qualitativement conforme à l'augmentation de la résistance de la barrière du fait de la concentration d'aluminium plus élevée dans les barrières de 267. Ensuite on trouve que  $I_{d2}$  est égal à  $I_{d1}$  c'est-à-dire que le temps de transfert dépend très peu de la profondeur du puits actif. Quand le courant a atteint 100mA (correspondant à un courant proche du seuil laser)  $\lambda$  a varié pour 267, 269 et 240, de 25nm, 6nm et 7,5nm, décalages correspondant respectivement à des champs de 137kV/cm, 61kV/cm et 70kV/cm. Quant aux sauts de type  $a_i$ , on trouve que le courant où apparaît  $a_1$  est inférieur

à celui où apparaît  $a_2$ , car le puits étant plus profond pour 269 il faut un champ plus fort (donc un courant plus fort) pour aligner les niveaux fondamentaux des électrons dans le puits actif avec celui du puits de collection côté P. Par contre pour l'échantillon 267, le courant pour lequel a lieu le saut  $a_3$  est inférieur à celui correspondant à  $a_2$ , parce que moins de courant est nécessaire pour appliquer un champ suffisant à aligner les niveaux concernés.

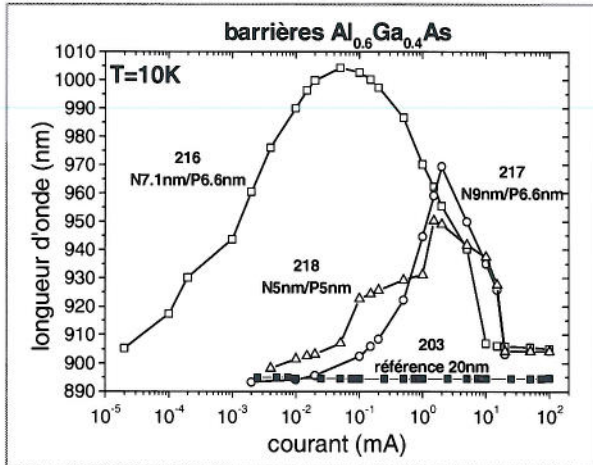


Fig.18 : variation expérimentale en fonction du courant du pic d'électroluminescence d'un puits actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 20nm pour différentes épaisseurs de barrières  $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$  (échantillon 216, 217, 218 et référence 203).

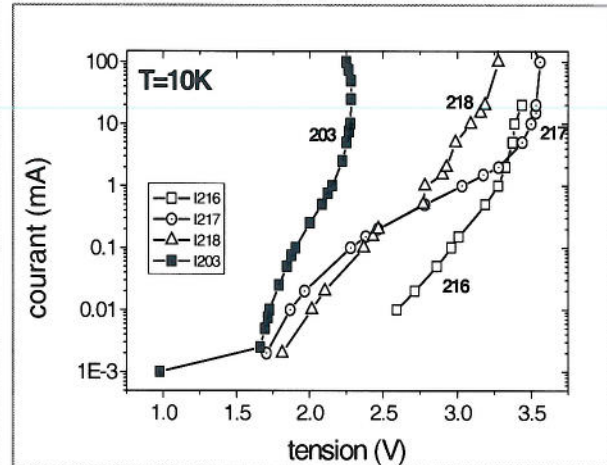


Fig.19 : caractéristiques courant tension à 10K des échantillons 216, 217, 218 et 203.

La figure 18 a déjà été discutée dans la première partie, seulement ici est rajouté le cas de l'échantillon 217 identique à 216, à part l'épaisseur de la barrière côté N de 9nm au lieu de 7.1nm. L'augmentation de cette barrière n'est en théorie toujours pas suffisante du point de vue de l'effet tunnel semi-classique pour la rendre moins transparente que celle côté P. Par conséquent cet échantillon devrait avoir le même comportement que le 216, le début de l'augmentation de sa longueur d'onde  $\lambda$  devant se situer vers un courant de  $0.002\mu A$ . La plage de variation maximale devrait être aussi plus grande que celle de 216. Or ce n'est pas le cas, l'augmentation de  $\lambda$  est détectée seulement à partir de  $10\mu A$  sature à 970nm pour un courant de 2mA pour enfin finir par retrouver le comportement normal du régime III correspondant au remplissage de la bande de trous légers dans le puits de collection côté P. La première réaction serait d'exclure cet échantillon en mettant en cause une mauvaise croissance induisant de fortes fuites des trous collectés à travers la barrière vers le puits actif. Si on modélise le système par une capacité C, une résistance de fuite  $R_f$  et une résistance  $R_i$  lié au transport à travers une barrière idéale, toutes les trois en parallèle, on trouve que la charge totale aux bornes de la capacité vaut  $Q=[(R_i)^{-1}+(R_f)^{-1}]^{-1}.C.I$ . Donc le courant  $I_d$  nécessaire pour atteindre la charge utile afin de faire varier  $\lambda$  est d'autant plus grand que  $R_f$  est petite. Quand on compare sur la figure 19 les caractéristiques courant-tension de 216, 217, 218 et 203, il s'avère que les échantillons avec les barrières sont plus résistants que l'échantillon de référence comme attendu et de même 216 est plus résistant que 217. Par contre, l'échantillon 217 a un comportement inattendu. En effet entre



1,6V et 2,5V sa caractéristique se comporte comme celle de 218 en accord avec la présence de fuite, mais au-delà de 2,5V sa résistance augmente pour finalement devenir plus résistant que 216. Tout se passe comme si le chemin des porteurs lié aux fuites à travers les barrières se saturait. Cette idée est supportée par le fait que cet échantillon exhibe la même valeur de courant de seuil laser que 216 et 218. Pour confirmer encore plus cette idée de saturation des fuites après un certain courant nous présentons sur la figure 20 la distribution spatiale de l'intensité optique émise par la surface du composant pour une portion de la surface. Nous pouvons voir une forte inhomogénéité spatiale de l'intensité à faible courant qui s'homogénéise à  $I=10\text{mA}$  (nous excluons que cette inhomogénéité provienne d'absence locale de platine en surface car l'intensité est plus de deux ordres de grandeur supérieure aux zones de faible intensité et la couche semi-transparente n'atténue que de  $\sim 75\%$  l'intensité émise). Il faut aussi souligner que tous les résultats présentés sont répétables d'une diode à l'autre. Pour conclure avec cette série d'échantillons, il semble que le fait d'avoir augmenté l'épaisseur de la barrière côté N de 9nm ait entraîné la formation de canaux de fuite sur la barrière côté P de 6,6nm (d'un point de vue croissance tout c'est déroulé de la même façon pour 216, 217 et 218 ).

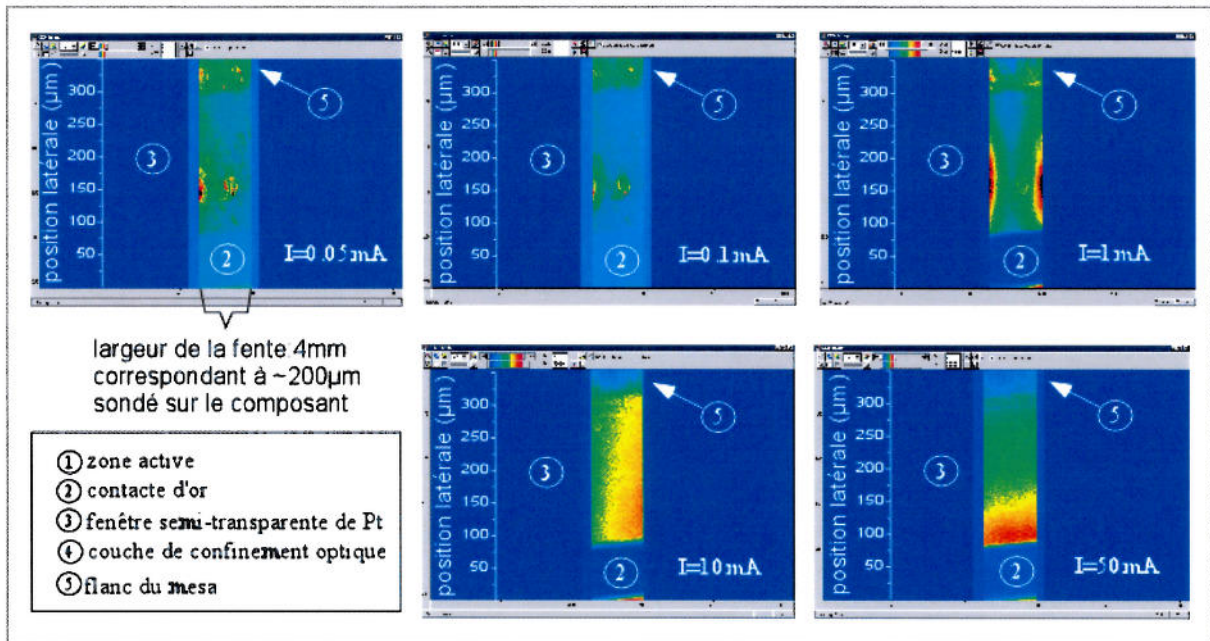


Fig.20 : cartographie spatiale de l'intensité de l'électroluminescence issue de la surface de l'échantillon 217 en fonction du courant d'injection. L'intensité du signal augmente du bleu vers le rouge comme dans le spectre des couleurs naturelles.

Les figures 16, 17 et 18 mettent en évidence un accord qualitatif satisfaisant (à l'exception toutefois de l'échantillon 217) entre les variations des paramètres associés aux barrières et la formule semi-classique du temps tunnel. Ces paramètres contrôlent donc bien la capacité à charger la structure. Néanmoins si on extrait le temps expérimental, caractéristique de la barrière la moins fuyante, à partir de  $I_d$ , et si on compare, de façon quantitative, ce temps tunnel pour chaque échantillon avec ceux résultants du modèle semi-classique, on trouve un accord quantitatif très mauvais comme l'illustre la figure 21. Cette figure confronte le temps caractéristique expérimental à la valeur déduite du modèle

semi-classique dans le cas du transfert des trous lourds (nous nous intéressons ici seulement aux trous lourds parce que le temps tunnel déduit de la formule semi-classique dans le cas des électrons et des trous légers est inférieur à plusieurs ordres de grandeur à celui des trous lourds et parce que c'est le temps de transfert le plus long qui est sensé gouverner  $I_d$ ). Le temps tunnel est tracé en fonction de la quantité  $H=L_B \cdot (m_B^* \cdot (\Delta E - e c))^{1/2}$  avec  $L_B$  la largeur de la barrière,  $m_B^*$  la masse effective de la particule,  $e c$  le niveau de confinement et  $\Delta E$  l'offset de bande, afin de tenir compte des différents paramètres des structures. Pour chaque échantillon,  $H$  est fixé pour la mesure expérimentale (symboles creux) et la valeur théorique (symboles remplis) montrant ainsi une correspondance directe. Nous avons en plus fait ressortir la hauteur de la barrière en regroupant les échantillons selon la concentration d'aluminium dans cette dernière. Nous constatons alors que seuls les échantillons 216 et 218 sont en accord avec le modèle semi-classique ainsi que nous l'avions déjà mentionné dans la partie B, tandis que les autres échantillons, qui possèdent un temps caractéristique compris entre 0.1ns et 10ns, s'en écartent indiscutablement. Une classification s'imposerait, à savoir quand la barrière  $Al_xGa_{1-x}As$  possède une concentration  $x \leq 0.4$  le modèle semi-classique n'est pas valable, seulement il s'avère que l'échantillon 217 qui devrait se comporter comme la famille aux barrières  $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ , suit plutôt la tendance des échantillons dont les barrières est à plus basse concentration. Pour confirmer ces temps expérimentaux très courts mesurés en injection électrique, nous avons aussi essayé de les déterminer en injection optique.

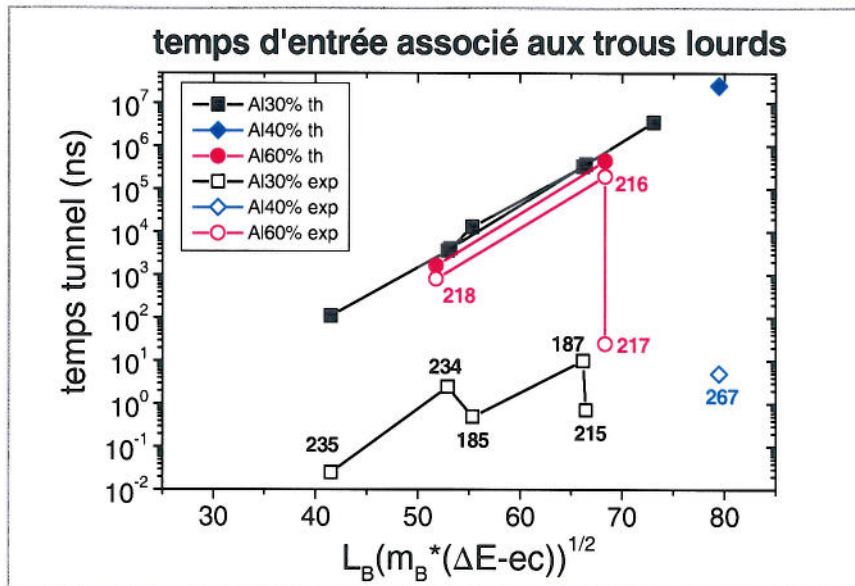


Fig.21 : comparaison du temps tunnel théorique des trous lourds dans un puits GaAs de 6nm à travers une barrière  $Al_yGa_{1-y}As$  ( $y=30, 40$  et  $60\%$ ) de largeur  $L_B$  et de hauteur  $\Delta E$  ( $e c$  énergie de confinement dans le puits) issus du modèle semi-classique et du temps de transfert expérimental pour différents échantillons.

L'une des caractérisations très utilisée pour mesurer le temps tunnel est la photoluminescence résolue en temps de doubles puits quantiques asymétriques. Nos échantillons qui s'apparentent fortement à de telles structures se prêtent de la même manière bien à de telles mesures. Si les barrières étaient aussi peu transparentes que le modèle semi-classique le laisse supposer, les trois puits

quantiques devraient être découplés et donc on devrait mesurer, sur une échelle de  $\sim 2$ ns, un temps de montée de l'intensité de la photoluminescence très rapide et quasiment identique dans les trois puits, suivi d'une décroissance lente caractérisant la durée de vie des porteurs. La figure 22 montre en fait, dans le cas par exemple de l'échantillon 204 constitué d'un puits actif GaAs de 20nm (le reste étant équivalent à l'échantillon 215 décrit précédemment), que la photoluminescence du puits actif possède un temps de montée de l'ordre 600ps. Ce temps traduit le fait que l'apparition de tous les porteurs n'est pas "immédiate" sur le niveau fondamental du puits actif contrairement au cas des puits de collection où la montée s'effectue en moins de 100ps. Un temps de montée de la luminescence du puits actif du même ordre de grandeur ( $\sim 100$ ps) devrait être observé si aucun transfert de porteurs entre les puits n'avait lieu.

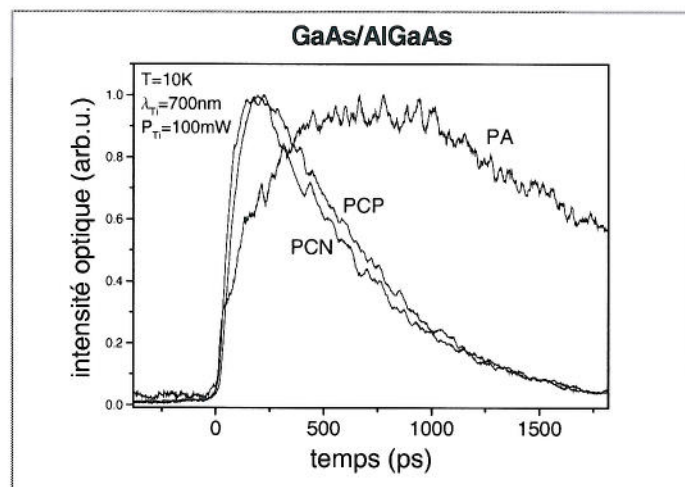


Fig.22 : photoluminescence résolue en temps du puits actif (PA) GaAs de 20nm et des puits de collection (PCN et PCP) GaAs, pour l'échantillon 204 dont les barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  sont épaisses de 12nm et 10nm respectivement côté N et P. Excitation optique accordée sur les zones de confinement des porteurs.

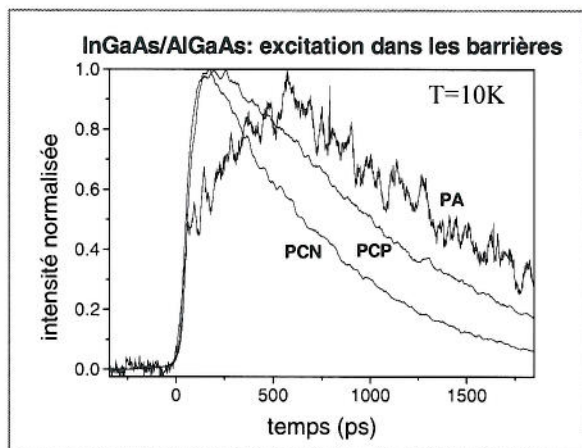


Fig.23 : photoluminescence résolue en temps du puits actif (PA)  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 10nm et des puits de collection (PCN et PCP) GaAs, pour l'échantillon 240 dont les barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  sont épaisses de 12nm et 10nm respectivement côté N et P. Excitation optique accordée sur les zones de confinement des porteurs.

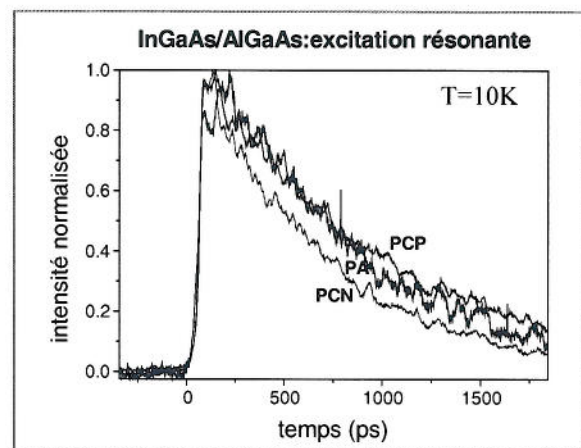


Fig.24 : photoluminescence résolue en temps du puits actif (PA)  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 10nm et des puits de collection (PCN et PCP) GaAs, pour l'échantillon 240 dont les barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  sont épaisses de 12nm et 10nm respectivement côté N et P. Excitation résonante dans les trois puits.

La longueur d'onde du laser de pompe est ici accordée à 700nm de telle sorte que les porteurs sont photo-crées essentiellement dans les barrières  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  épaisses de 300nm au total. Ainsi la contribution à la luminescence du puits actif des porteurs ayant traversés les barrières tunnel avant de relaxer dans le puits actif est significative par rapport à celle issue des porteurs photo-crées directement par l'absorption dans ce puits. Une explication autre que le transfert des porteurs collectés dans les puits de collection vers le puits actif pourrait être le temps nécessaire à la relaxation dans un puits large. Pour exclure ce point nous avons répété la mesure sur l'échantillon 240, identique à 204, excepté le puits actif qui contient 10% d'indium et a une épaisseur de 10nm. Sur la figure 23, les porteurs sont excités à 700nm tandis que sur la figure 24 ils sont générés en résonance dans les puits à la longueur d'onde 740nm (la luminescence du puits d'InGaAs est très bruitée car la longueur d'onde correspondante est proche de la coupure de la « streak » caméra). On constate sur la figure 23 le même temps de montée de la photoluminescence du puits actif que pour un puits actif GaAs. Par contre sous excitation résonante la montée est semblable pour les trois puits, comme le montre la figure 24. Ceci s'explique par le fait que le nombre de porteurs ayant traversés les barrières est proportionnel à la densité dans les puits de collection, qui est estimée environ 30 fois plus faible dans le cas d'excitation résonante que dans le cas de la figure 23. La photoluminescence du puits actif provient alors en grande majorité des porteurs directement absorbés dans ce même puits. Les expériences de photoluminescence concordent donc avec une fuite des barrières épaisses  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  associée à un temps  $\sim 0.5ns$  comme mesuré en régime d'injection électrique.

Nous allons discuter maintenant plus en détails les résultats que nous avons obtenus, en essayant de proposer l'explication la plus plausible à l'accélération du transfert des trous, en nous basant sur la littérature existante à ce sujet. La première cause possible que nous envisagerons sont les effets de mélanges de bande prédits par Ferreira et Bastard [Ferre89], et qui peuvent entraîner un transfert sub-picoseconde des trous [Krol95]. La cause principale d'un renforcement du transfert des trous provient du fait que le mouvement dans le plan et le mouvement perpendiculaire aux empilements sont couplés (cf l'Hamiltonien de Luttinger de la bande de valence) et que la présence de défauts modifie le mouvement dans le plan donc par la même occasion le mouvement perpendiculaire via ce couplage [Ferre97]. Les échantillons 235 et 234 qui possèdent des barrières relativement fines pourraient être soumis à de tels effets expliquant ainsi pourquoi leur temps de transfert expérimental s'approchent du temps tunnel des électrons fourni par la formule semi-classique (le transfert des trous côté P devenant alors le processus le plus rapide, c'est la barrière côté N qu'il faut considérer). Cependant quand la transparence des barrières diminue, le couplage des puits par mélange de bande diminue aussi rendant cet effet négligeable pour les autres échantillons [Krol95].

Un chemin de fuite envisageable serait aussi le passage des trous légers à travers la barrière sans capture dans le puits de collection côté P. En effet on ne peut pas exclure a priori la possibilité que, pour un trou léger provenant de la zone dopée P, la probabilité de transférer à travers la barrière tunnel soit plus grande que celle d'être capturée dans le puits de collection côté P. Ces trous n'auraient

alors qu'à traverser le haut de la barrière, c'est-à-dire la partie émergente de la zone de confinement des porteurs  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ . Pour estimer le temps de transfert dans ce cas, nous nous sommes placés dans la même situation que Tsuchiya et collaborateurs [Tsuc87]. Au lieu de considérer un trou léger traversant la barrière pour arriver sur un niveau confiné du puits actif, nous avons calculé le temps de vie de l'état confiné de ce puits le plus proche de l'énergie des zones de confinement en supposant que les porteurs sur cet état ne relaxaient pas au fond du puits. Ce calcul permet d'obtenir un ordre de grandeur du temps recherché en faisant l'hypothèse de la réversibilité du transfert tunnel. Nous avons utilisé le modèle semi-classique ainsi que celui utilisant la largeur du pic de transmission, ces deux modèles donnant à peu de chose près le même résultat [Tsuc87]. Avec une telle approche, le temps tunnel trouvé est supérieur à 100ps pour des barrières identiques à celles des échantillons 267 et 217 (échantillons dont le temps expérimental s'écarte fortement du temps tunnel classique, cf. figure 21). Or un tel temps de transfert est incompatible avec l'inexistence de capture dans le puits de collection, car celle-ci s'effectue en  $\sim 1$ ps. Donc ce type de transfert peut être exclu.

Un autre mécanisme pouvant accélérer le temps tunnel, appelé effet tunnel résonant, est le couplage résonnant entre le niveau d'énergie fondamental du puits de collection avec un des niveaux du puits actif. Le temps tunnel associé  $\tau_{\text{rés}} = \hbar/\Delta e$  où  $\Delta e$  est le décalage de niveaux liés au couplage [Ferr97]. Il a été montré pour des barrières  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  de  $\sim 6$ nm, que cet effet diminuait seulement d'un ordre de grandeur le temps de transfert par rapport au modèle semi-classique [Ober89]. Or nous avons besoin de plusieurs ordres de grandeur. De plus, comme  $\Delta e$  diminue de façon exponentielle avec l'épaisseur de la barrière et que nos structures sont beaucoup plus épaisses que dans [Ober89], nous nous attendons à des temps de transfert résonant nettement supérieurs à ceux mesurés ici expérimentalement. Ce dernier point a été confirmé dans [Alex90] avec une barrière  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$  de 20nm. A cela il faut rajouter que les effets de diffusion des porteurs, de relaxation et de défauts, amoindrissent la résonance [Leo92].

Les études du transfert tunnel ont surtout été effectuées, dans le passé, à travers des barrières minces et ont montré un relativement bon accord entre le temps de transfert expérimental des électrons et la formule semi-classique [Deve90]. Récemment certains groupes de recherche se sont plutôt intéressés au transfert des porteurs à travers des barrières épaisses. Tomita et collaborateurs [Tomi96] ont mesuré la photoluminescence et l'excitation de la photoluminescence de puits asymétriques GaAs séparés par une barrière  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  d'épaisseur variant de 10nm à 30nm et montré un transfert efficace d'environ 30% (proportion des porteurs photo-crées ayant traversé la barrière), avec quasiment aucune dépendance vis à vis de l'épaisseur de la barrière. Pour expliquer leurs résultats ils ont proposé un modèle de transfert d'énergie d'un puits à l'autre via l'interaction dipôle-dipôle entre les états excitoniques des deux puits. Nous pouvons d'emblée exclure un tel modèle dans notre cas, car les électrons et les trous étant séparés, le modèle excitonique ne peut s'appliquer pour les puits de collection. Dans la même veine nous pouvons exclure la théorie reposant sur l'échange de photon proposé par Lyo [Lyo00]. Ce dernier explique le transfert inefficace à travers les interfaces d'un

double puits quantique  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  comparé à  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$  parce qu'il y a dans le premier cas localisation des excitons et que le temps issu du modèle proposé augmente fortement quand le rayon de localisation de l'exciton diminue. Or nos structures 185 et 187 qui possèdent des puits de collection  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  et des barrières  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , où une plus forte localisation est attendue, exhibent une fuite similaire aux autres échantillons possédant le même type de barrière et des puits de collection  $\text{GaAs}$ . Dans [Haac93] il est aussi montré un transfert de 6% d'un puits étroit  $\text{CdTe}$  vers un puits large  $\text{CdTe}$  à travers une barrière  $\text{Cd}_{0.18}\text{Zn}_{0.7}\text{Te}$  épaisse de 52nm. Le fait que la barrière soit un alliage, et en particulier  $\text{AlGaAs}$ , semble être une caractéristique importante expliquant la fuite si importante des barrières épaisses. Kim et collaborateur [Kim96] ont montré dans des structures à double puits asymétriques  $\text{GaAs}$  ou  $\text{InGaAs}$ , qu'avec des barrières  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x < 0.35$ ) d'épaisseur 30nm à 150nm une fuite efficace des porteurs a lieu, tandis qu'avec des barrières en  $\text{AlAs}$  ou  $\text{GaAs}$  elle disparaît quasiment. Ils estiment le temps de transfert associé à cette fuite de 300ps, comparable aux temps de transfert obtenus par nos mesures de photoluminescence résolue en temps ainsi que celles en condition d'injection de courant électrique. Le modèle qu'ils proposent pour expliquer cette fuite consiste à imaginer dans l'alliage des fils de  $\text{GaAs}$  de diamètre  $\sim 3\text{nm}$  connectant les deux puits. Cette représentation nous semble plausible et pourrait aussi expliquer la saturation de la fuite observée (figure 19 et 20) par une saturation des états à l'entrée de ces fils. Cependant, contrairement à Kim, nous trouvons que pour une concentration d'aluminium de 60% il est aussi possible d'obtenir une fuite importante comme le révèle l'échantillon 217 laissant penser que l'épaisseur totale de l'empilement est un paramètre clé à l'apparition de ces chemins hypothétiques. Il est vrai que des structures supplémentaires, avec des barrières contenant 60% d'aluminium, sont nécessaires pour confirmer ce fait expérimental.

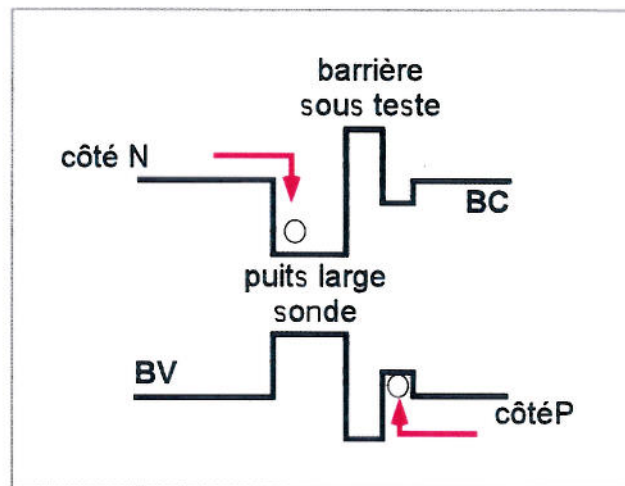


Fig.25 : proposition d'un diagramme de bande d'énergie permettant la détermination du temps de transfert à travers une barrière de potentiel grâce à l'effet Stark quantique confiné (voir dans le texte).

Cette partie a été l'occasion de montrer que pour des barrières épaisses la formule donnée par le modèle semi-classique pour l'effet tunnel ne marche pas à tous les coups. Si on souhaite avoir des barrières  $\text{AlGaAs}$  très résistantes il faut, avec l'état de l'art de la croissance MBE, prendre des

barrières fines et hautes. En outre la méthodologie mise en œuvre ici pour extraire le temps de transfert à travers la barrière la plus épaisse peut constituer une méthode nouvelle, originale et systématique pour étudier le temps tunnel (nous appelons temps tunnel la probabilité de passage d'une particule localisée dans le puits de collection à travers la barrière de potentiel). Elle peut être simplifiée en utilisant le diagramme de bande d'énergie présenté sur la figure 25 où une seule barrière est présente. Elle permet de déterminer le temps de transfert d'un type de porteur ou de l'autre en mesurant le courant bougeant la position spectrale de la raie d'émission du puits large (sur la figure 25, c'est le temps des trous que sera mesuré, tandis que si les dopages N et P sont intervertis c'est le temps de transfert des électrons qui sera recueilli ). Cette méthode repose essentiellement sur deux points : (1) les électrons ne peuvent pas traverser la barrière car le puits large, côté N, est plus bas en énergie que le puits côté P, (2) la longueur d'onde issue du puits large est très sensible au champ créé par la séparation des porteurs de charges opposées.

### E. Effet de la température sur le champ de charge d'espace

D'un point de vue application, il est essentiel de savoir si l'effet Stark tel que nous le mettons en œuvre est applicable à température ambiante. En effet, quand la température augmente, la maîtrise des porteurs de charge s'avère plus compliquée car comme nous l'avons décrit au chapitre II, le temps de transfert lié à l'échappement thermoïonique est à prendre en compte. Autrement dit, la répartition des porteurs sur les différentes bandes d'énergie étant gouvernée non seulement par la position du niveau de Fermi mais aussi par la fonction de distribution de Fermi-Dirac, la probabilité de peupler des bandes d'énergie supérieures au niveau fondamental augmente avec la température. Dans un premier temps, nous analyserons pour un même couple de barrières l'influence de la température sur les variations de la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits actif, afin de montrer les effets de remplissage de bande. Ensuite nous démontrerons que la charge d'espace peut encore être stockée à température ambiante pour des échantillons à grande hauteur de barrière.

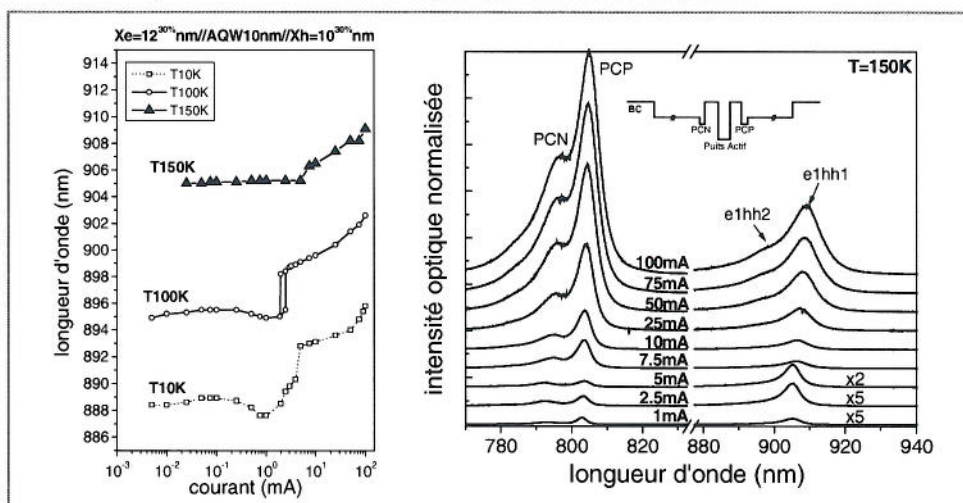


Fig.26 : variation du pic d'électroluminescence du puits actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  d'épaisseur 10nm en fonction du courant d'injection pour différentes températures, ainsi que les spectres d'électroluminescence à 150K, pour l'échantillon 240 dont les barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  sont épaisses de 12nm et 10nm respectivement côté N et P.

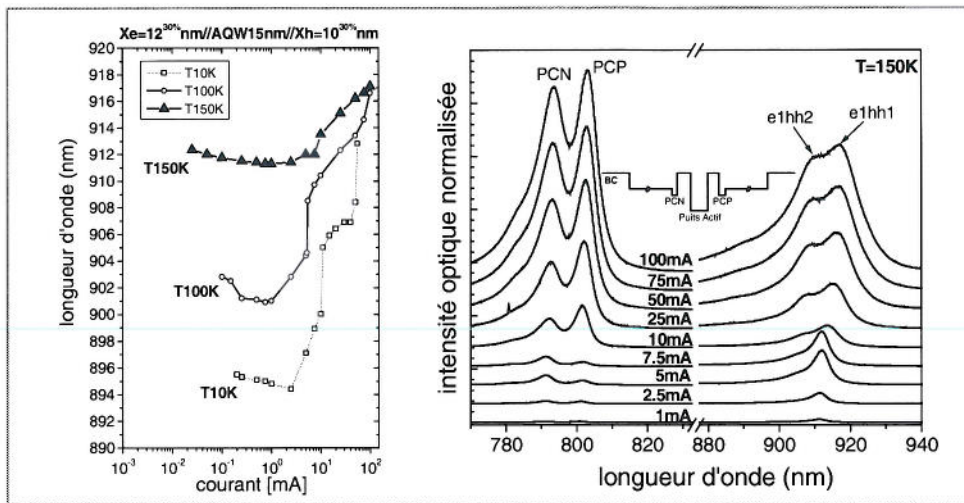


Fig.27 : variation du pic d'électroluminescence du puits actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  d'épaisseur 15nm en fonction du courant d'injection pour différentes températures, ainsi que les spectres d'électroluminescence à 150K, pour l'échantillon 241 dont les barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  sont épaisses de 12nm et 10nm respectivement côté N et P.

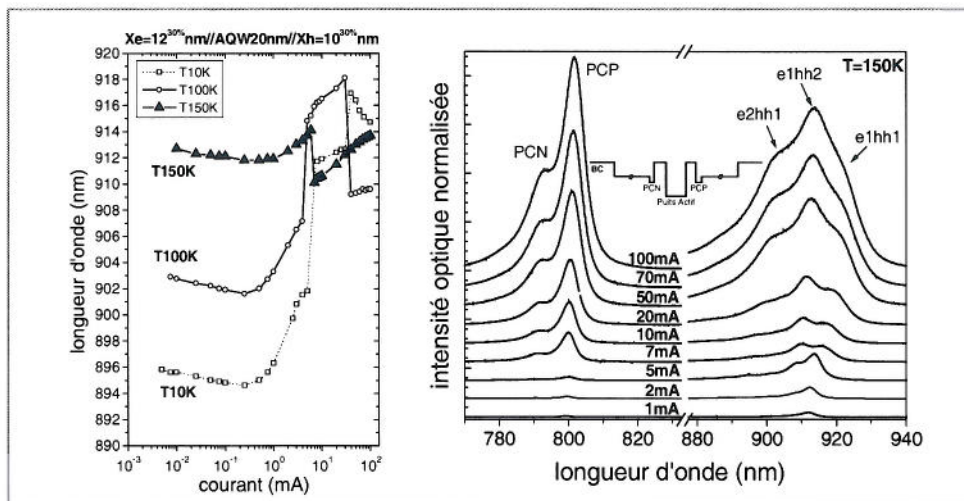


Fig.28 : variation du pic d'électroluminescence du puits actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  d'épaisseur 20nm en fonction du courant d'injection pour différentes températures, ainsi que les spectres d'électroluminescence à 150K, pour l'échantillon 215 dont les barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  sont épaisses de 12nm et 10nm respectivement côté N et P.

Sur les figures 26, 27 et 28 sont reportées, respectivement pour des puits actifs de largeur 10nm, 15nm et 20nm, les variations, en fonction du courant d'injection, de la longueur d'onde au maximum de la raie issue de ces puits, pour différentes températures. A chaque fois les spectres, enregistrés à 150K, sont incorporés afin de comprendre ces variations. Les structures présentées ici sont celles qui ont été étudiées à 10K dans la partie C de ce chapitre (figures 9, 10 et 11), à savoir 215, 241 et 240 qui ont des barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 12nm côté N et 10nm côté P. Premièrement (1) : on constate pour tous les échantillons une diminution de la variation quand la température augmente, diminution qui se chiffre à environ 50% entre 10K et 150K pour les échantillons 240 et 241.



Deuxièmement (2) : à 100K un saut apparaît vers les basses longueurs d'onde du maximum de la raie dans le cas du puits large de l'échantillon 215. L'apparition de ce saut a lieu pour des courants plus faibles quand la température augmente de 100K à 150K. Finalement (3) : la contribution du puits de collection côté N par rapport à celle côté P semble plus importante à 150K qu'à 10K de près d'un ordre de grandeur (cf. les spectres de la partie C) et l'intensité de la luminescence des deux puits de collection par rapport au puits actif a elle aussi augmenté, son importance étant d'autant plus grande que le puits actif est mince. En ce qui concerne le premier point (1) il s'explique à la fois par l'échappement thermoïonique et la contribution des trous légers. En effet à 150K l'échappement thermoïonique des trous lourds est de l'ordre de 1ns rendant le chemin par effet tunnel secondaire et surtout la bande des trous légers dans le puits de collection côté P, qui ont un temps tunnel de  $\sim 0.5$ ps, est partiellement remplie (le niveau des trous légers dans ce puits se situe à 20meV au-dessus de celle des trous lourds). La fuite côté P est donc importante et explique la plus grande difficulté à inscrire un champ de charge d'espace dans la structure. Le deuxième point (2) s'explique en regardant l'allure du spectre du puits actif. Quand la largeur de ce puits fait 10nm ou 15nm (figure 26 et 27), le maximum de la longueur d'onde correspond à la bande  $e1hh1$ , toutefois apparaît, à cause de la présence du champ de charge d'espace, la contribution « croisée »  $e1hh2$ . Dans le cas d'un puits de 20nm, cette contribution dépasse même celle de  $e1hh1$  et les recombinaisons liées à la bande  $e2hh1$  émergent aussi. L'augmentation des recombinaisons provenant des bandes de type  $eihj$  avec  $i \neq j$  par rapport à celles liées à  $e1h1$  résulte à la fois de la présence du champ de charge d'espace et du remplissage de bandes quand le courant augmente. En effet, comme nous l'avons vu sur la figure 20 du chapitre II, la force oscillateur de  $e1h1$  décroît dramatiquement au profit de celle des recombinaisons croisées à cause de la séparation des fonctions enveloppes des électrons et des trous sur les niveaux  $e1$  et  $hh1$ . Cette augmentation relative est d'autant plus significative que le puits est large, car pour un même champ le recouvrement de ces fonctions enveloppes diminue quand le puits s'élargit. Le dernier point (3), constatant l'augmentation relative de la luminescence du puits de collection côté N, peut s'expliquer par un caractère moins asymétrique des temps de transfert côté électrons et côté trous, puisqu'à température élevée le temps des trous a fortement diminué, mais aussi parce que la contribution de la luminescence provenant de la bande des trous légers du PCP s'y ajoute. L'importance de la luminescence des puits de collection prise à 150K par rapport à celle du puits actif, quant à elle, suggère une forte présence à cette température de porteurs dans le puits central, qui aidés par le champ de charge d'espace, transfèrent vers ces puits pour rejoindre les porteurs de charge opposée plutôt que de relaxer dans le puits central. Ce phénomène est amplifié quand le puits est fin car la relaxation prend plus de temps (comme il y a moins de bandes, moins de processus de diffusion avec les phonons optiques sont possibles) et les fonctions d'onde pénètrent plus dans les barrières. Pour les échantillons 234 et 235 qui possèdent des barrières plus fines, l'intensité des raies des puits de collection est négligeable à 150K par rapport à celle du puits actif, prouvant que la présence d'un champ est nécessaire au remplissage de ces puits.

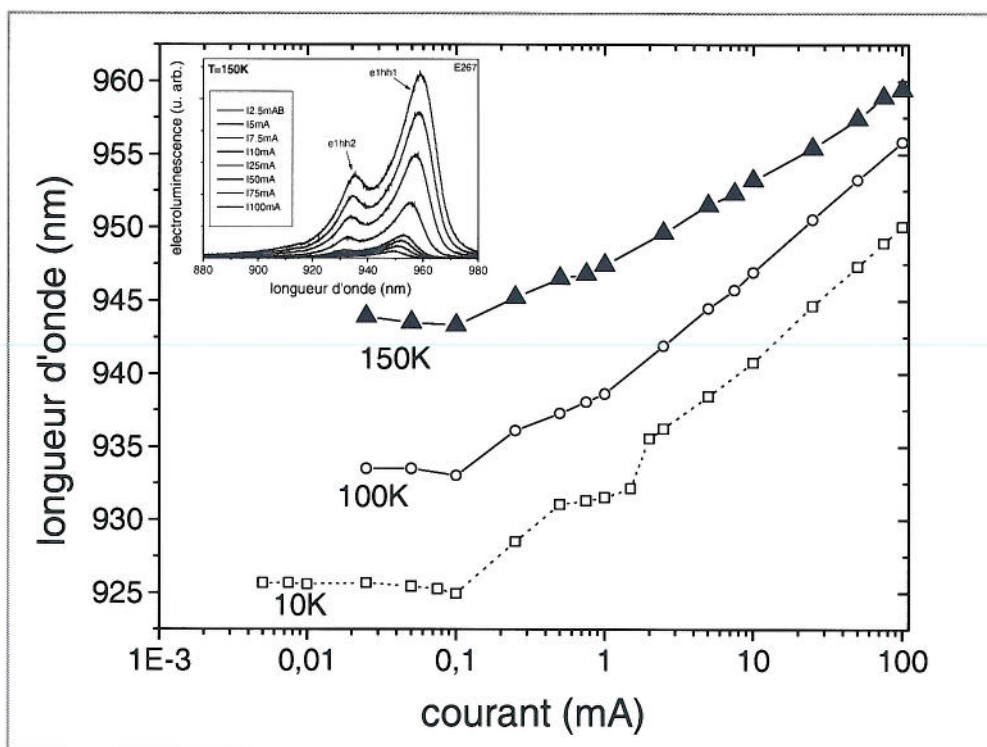


Fig.29 : variation du pic d'électroluminescence du puits actif  $In_{0.2}Ga_{0.9}As$  d'épaisseur 10nm en fonction du courant d'injection pour différentes températures, ainsi que les spectres d'électroluminescence du puits actif à 150K, pour l'échantillon 267 dont les barrières  $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$  sont épaisses de 12nm et 10nm respectivement côté N et P.

L'apparition des transitions « croisées » est gênante car elle diminue la variation effective de la longueur d'onde  $\lambda$  du puits actif. Des puits fins sont donc préférables pour obtenir des variations conséquentes car les énergies des différentes bandes y sont plus espacées. Cependant de tels puits sont moins sensibles à l'effet Stark. Donc pour obtenir la même variation en longueur d'onde que celle issue de puits larges, il est nécessaire d'accroître la résistance des barrières, plus particulièrement leur hauteur (pour éviter en même temps l'échappement thermoïonique). Une autre solution envisageable consiste à utiliser une structure (111) pour bénéficier du champ piézoélectrique qui renforce l'effet Stark et éloigner les bandes d'énergies des niveaux confinés. Afin de valider la première voie proposée, sur la figure 29 nous présentons l'évolution de  $\lambda$  pour l'échantillon 267 qui possède un puits  $In_{0.2}Ga_{0.8}As$  de 10nm et des barrières  $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ . Il s'avère que la plage de variation totale de  $\lambda$  reste à 150K conséquente, avec une valeur de 16nm, correspondant à un champ effectif de  $\sim 110kV/cm$  présent dans le puits actif (le champ de charge d'espace est encore plus grand que cette valeur du fait des effets d'écran intra-puits), et la transition « croisée » e2hh1 relativement faible (il est intéressant de remarquer que la longueur d'onde de cette transition varie moins avec l'accroissement du courant que celle de e1h1 comme attendu, cf. la figure 22 du chapitre II).

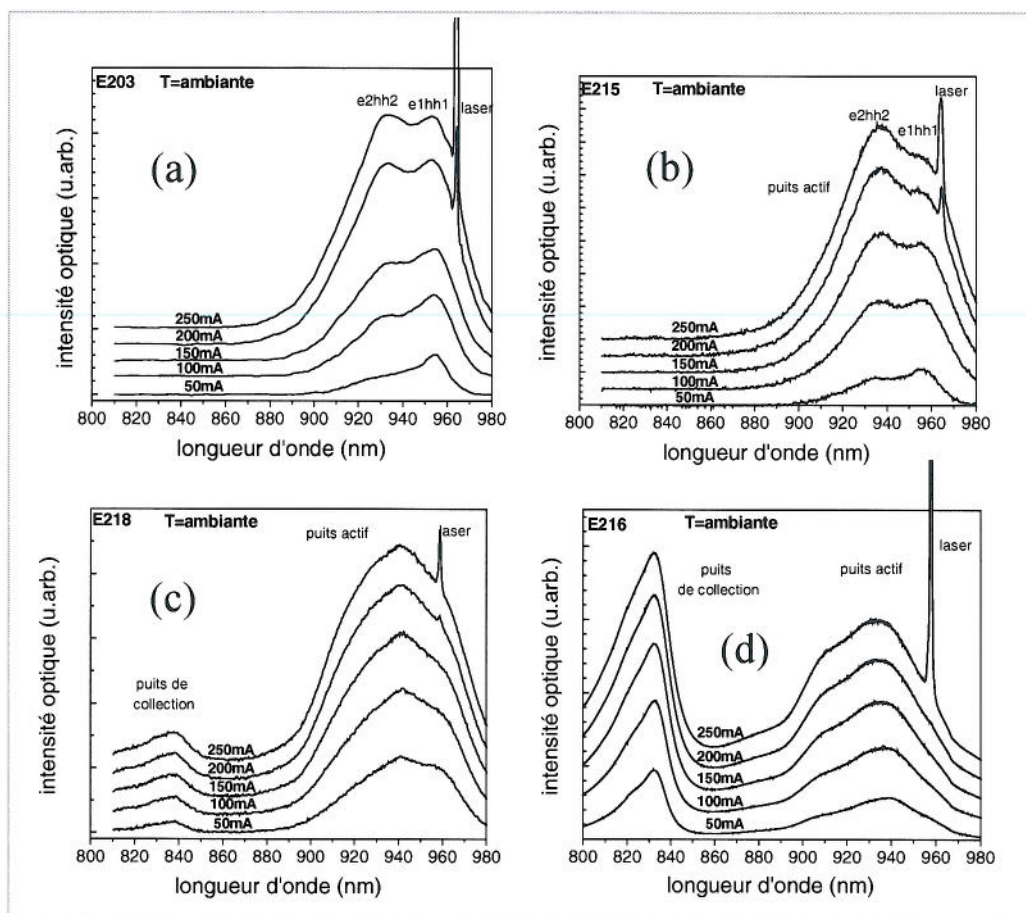


Fig.30 : spectres d'électroluminescence en fonction du courant à température ambiante et en régime pulsé (largeur des pulses  $\sim 200$ ns fréquence de répétition 5kHz) de structures contenant un puits actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  d'épaisseur 20nm, (a) échantillon de référence 203, (b) échantillon 215 avec barrières  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  d'épaisseurs 12nm et 10nm respectivement côté N et P, (c) échantillon 218 avec barrières  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  d'épaisseurs 5nm et 5nm respectivement côté N et P, (d) échantillon 216 avec barrières  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  d'épaisseurs 7.1nm et 6.6nm respectivement côté N et P.

L'étude précédente a montré que lorsque la température augmente, la variation de la longueur d'onde émise par le puits actif pouvait être masquée par l'effet du remplissage de bande dans ce même puits. La présence d'un champ de charge d'espace pour un puits large, à 300K, ne peut alors pas être mise en évidence par la simple variation du maximum de la longueur d'onde émise par le puits actif. Cependant grâce à la forme expérimentale du spectre d'émission et avec l'appui de la modélisation, nous allons montrer qu'il existe un champ de charge d'espace dans les structures 218 et 216 à température ambiante et nous estimerons l'intensité de ce champ. Sur les figures 30(a), 30(b), 30(c) et 30(d) sont représentés les spectres d'émission détectés par la surface à température ambiante pour différents types de barrière tunnel et en régime d'injection pulsée. Afin de sonder le champ de charge d'espace des puits actifs larges de 20nm ont été choisis du fait de leur grande sensibilité à l'effet Stark.

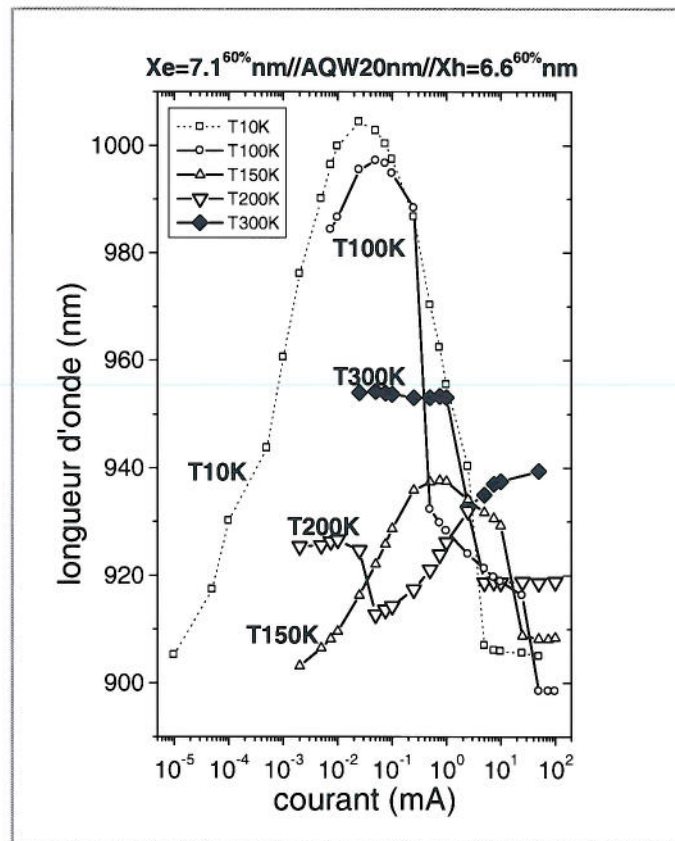


Fig.31 : évolution selon la température des variations en fonction du courant de la longueur d'onde du puits actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  d'épaisseur 20nm pour l'échantillon 216.

L'émission spontanée de l'échantillon de référence (fig.30(a)) présente deux pics. Ces deux pics à 955nm et à 935nm sont liés aux recombinaisons bande à bande e1-h1 et e2-h2. Les contributions provenant de e2-h2 augmentent par rapport à celles provenant de e1-h1 quand le courant croît à cause du remplissage des bandes. Quand l'émission laser apparaît à 965nm, l'augmentation globale de l'émission spontanée ralentit fortement du fait du gel des porteurs. Dans le cas de l'échantillon 215 (fig.30(b)) dont les barrières sont épaisses et contiennent 30% d'aluminium, la contribution de e2-h2 par rapport à e1-h1 est un peu plus importante pour un même courant que précédemment. Cela pourrait suggérer que la force oscillateur des transitions e1-h1 soit plus faible du fait de la présence d'un faible champ de charge d'espace. En effet nous avons vu au chapitre II que le recouvrement e1-h1 décroît plus vite que le recouvrement e2-h2 en présence d'un champ. Cependant une autre raison peut expliquer la plus forte contribution de e2-h2, à savoir une meilleure capture dans le puits des porteurs injectés. Contrairement aux mesures effectuées à basse température l'émission associée aux puits de collection sort à peine du bruit entre 820nm et 840 nm. Donc les porteurs injectés à partir des zones de confinement optique ne dépassent pas le puits quantique actif. Certes, quand la température augmente, les puits de collection étant relativement étroits l'échappement thermoïonique peut expliquer une diminution relative de l'émission de ces puits par rapport au puits actif beaucoup plus large. Néanmoins pour certains échantillons, ces puits sont bien visibles à température ambiante comme sur les figures 30(c) et 30(d), donc l'échappement thermoïonique ne permet pas à lui seul

d'expliquer l'absence de luminescence des puits de collection quand les barrières sont épaisses. Quand les barrières contiennent 60% d'aluminium la forme du spectre d'émission est profondément changée par rapport à celle des spectres de la référence : les deux pics définis précédemment ne sont plus aussi nets, voire disparaissent. Ceci est en accord avec la présence d'un champ de charge d'espace qui diminue les recouvrements des fonctions d'onde associées aux transitions observées en bande plate et lève les transitions interdites. En outre plus les barrières deviennent épaisses plus la luminescence des puits de collection est importante. Il s'en déduit que le champ de charge d'espace ouvre le passage des porteurs du puits actif vers les puits de collection.

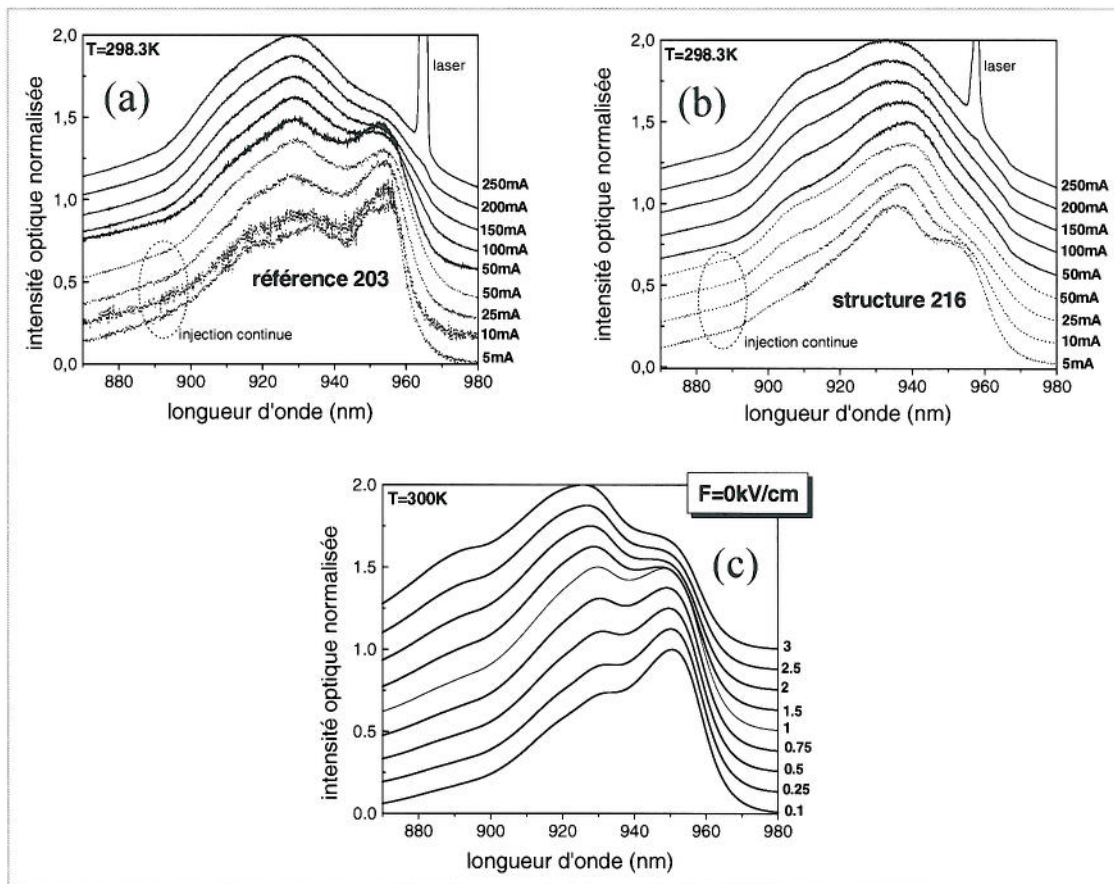


Fig.32 : spectres d'électroluminescence normalisés par rapport au maximum du spectre, à températures ambiante et en régime pulsé (largeur des pulses  $\sim 200$ ns fréquence de répétition 5kHz) de structures contenant un puits actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  d'épaisseur 20nm, (a) échantillon de référence 203, (b) échantillon 216 avec barrières  $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$  d'épaisseurs 7.1nm et 6.6nm respectivement côté N et P. (c) spectres théoriques à champ nul en fonction de la densité des porteurs indiquée en unités de  $10^{12} cm^{-2}$ .

Le meilleur candidat parmi la liste des échantillons réalisés, susceptible d'exhiber un champ de charge d'espace à température ambiante, est celui possédant les barrières les plus hautes. L'échantillon 216 décrit lors du paragraphe A est donc le plus prometteur. La figure 31 montre l'évolution selon la température du maximum de la raie d'électroluminescence du puits actif en fonction du courant d'injection. Nous constatons que pour une température donnée, la plage de variation de la longueur d'onde diminue fortement (de 60% à 150K) lorsque la température augmente

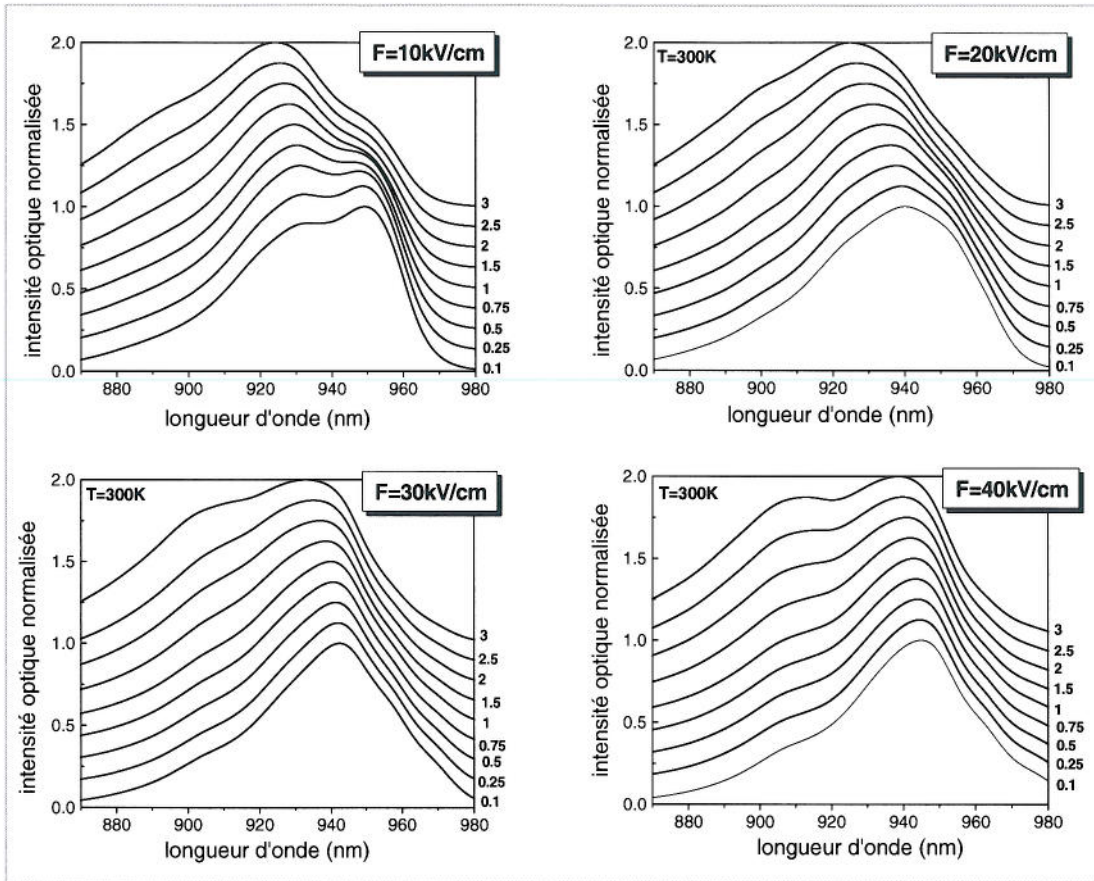


Fig.33 : spectres d'électroluminescence théoriques, normalisés, en fonction de la densité des porteurs indiquée en unités de  $10^{12} \text{cm}^{-2}$ , pour un puits actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  d'épaisseur 20nm, à 300K, pour des différentes valeurs du champ dans le puits actif.

et est négligeable à 300K, rendant compte de l'effet destructeur de l'échappement des trous légers vis-à-vis du champ électrique. Le maximum de la raie spectrale subit les sauts vers le bleu attendus quand le courant augmente. Le remplissage de bande s'oppose d'autant plus au décalage vers les grandes longueurs d'onde que la température est élevée. Pour cette raison un champ électrique peut être présent dans la structure sans qu'aucun décalage appréciable de la longueur d'onde ne soit détecté à cause des nombreuses recombinaisons croisées. Par contre la forme du spectre d'émission peut être une signature de la présence d'un champ créé par des charges d'espace comme nous le montrons sur les figures 32 et 33. Les figures 32(a), 32(b) et 32(c) comparent entre eux les spectres expérimentaux normalisés en fonction du courant d'injection de l'échantillon 203 et 216 et les spectres d'émission spontanée théoriques en fonction de la densité de porteurs dans le puits actif soumis à aucun champ. Les spectres théoriques résultent d'un modèle d'électron libre subissant des transitions bande à bande, avec bandes paraboliques, la température des porteurs étant prise égale à celle du réseau cristallin (ce modèle sera discuté plus en détail dans le chapitre suivant avec le calcul du gain des structures). Nous constatons un accord correct entre la forme du spectre expérimental et théorique pour l'échantillon de référence si nous considérons qu'un courant  $I=200\text{mA}$  correspond à une concentration de porteurs de l'ordre de  $1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$  dans le puits actif. Par contre les spectres de l'échantillon 216 ne correspondent

pas à ceux de 203, par exemple pour les courants 25mA et 50mA. Une reproduction fidèle des spectres de 216 nécessite une connaissance de l'évolution du champ de charge d'espace avec le courant, or c'est justement cette évolution que nous aimerions déterminer. L'autre solution consisterait pour chaque courant à trouver le champ qui fait correspondre au mieux le spectre théorique et le spectre expérimental afin de reproduire l'évolution des spectres de l'échantillon 216. Cependant une telle procédure est beaucoup trop longue. Nous avons donc, comme le montre la figure 33, calculé différentes familles de spectres en choisissant des champs de 10kV/cm, 20kV/cm, 30kV/cm et 40kV/cm. Il s'avère que les spectres obtenus avec un champ de 30kV/cm sont ceux qui correspondent le mieux aux spectres expérimentaux fournis par des courants supérieurs à 25mA. Nous en déduisons donc qu'un champ de cet ordre de grandeur est présent au voisinage du seuil laser, à température ambiante.

### **F. Conclusion**

L'application de l'effet Stark quantique confiné sous polarisation directe a permis de faire varier la longueur d'onde d'émission spontanée de 100nm. La distribution des porteurs est semi-quantitativement bien décrite par un modèle d'équation bilan couplé à une résolution auto-consistante des équations de Poisson et Schrödinger. Ce calcul montre que l'écrantage lié aux porteurs présents dans le puits actif et la fuite des trous légers s'opposent à la variation de la longueur d'onde d'émission du puits actif. En régime d'injection électrique, la variation de la longueur d'onde augmente quand le puits s'élargit comme en régime de polarisation inverse. Cependant des "sauts" spectraux vers les grandes longueurs d'onde, en injection directe, ont lieu et caractérisent les changements de la durée de vie des porteurs dans le puits actif. En outre pour des barrières épaisses  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , le temps de transfert à travers les barrières s'écarte du temps tunnel obtenu à partir du modèle semi-classique. Finalement, à température ambiante l'application d'un champ de charge d'espace de  $\sim 30\text{kV/cm}$  est possible dans une structure non optimisée. La variation de la longueur d'onde est masquée si le puits est trop large à cause du remplissage de bande.

### **Références :**

[Alex90] M. G. W. Alexander, M. Nido, W.W. Rühle, and K. Köhler, "Resonant-tunneling transfer times between asymmetric GaAs/  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$  double quantum wells", *Physical Review B*, Vol. 41, N°17, pp. 12295-12298, (1990).

[Buot00] F. A. Buot, P. Zhao, H. L. Cui, D. L. Woolard, K. L. Jensen and C. M. Krowne, "Observation of Many-Body Edge Singularity in Quantum-Well Luminescence Spectra", *Physical Review B*, Vol. 61, N°8, pp. 5644-5665, (2000).

[Deve90] B. Deveaud, A. Chomette, F. Clerot, P. Auvray, A. Regreny, R. Ferreira, and G. Bastard, "Subpicosecond luminescence study of tunnelling and relaxation in coupled quantum wells", *Physical Review B*, Vol. 42, N°11, pp. 7021-7032, (1990).

[Ferr97] D. K. Ferry, S. M. Goodnick, *Transport in Nanostructures*, Cambridge University press (1997).

- [Ferre89] R. Ferreira and G. Bastard, "Acceleration of Assisted Hole Tunnelling Due to Band-Mixing Effects in Semiconductor Heterostructures", *Europhysics Letters*, Vol. 10, N°3, pp. 279-284, (1989).
- [Ferre97] R. Ferreira and G. Bastard, "Tunnelling and relaxation in semiconductor double quantum wells", *Report Progress in Physics*, Vol. 60, pp. 345-387, (1997).
- [Gold87] V. J. Goldman, D. C. Tsui, J. E. Cunningham, "Observation of Intrinsic Bistability in Resonant-Tunneling Structures", *Physical Review Letters*, Vol.58, N°12, pp.1256-1259, (1987).
- [Haac93] S. Haacke, N. T. Pelekanos, H. Mariette, M. Zigone, A. P. Heberle, and W. W. Rühle, "Tunneling dynamics in CdTe/(Cd,Zn)Te asymmetric double-quantum-well structures", *Physical Review B*, Vol. 47, N°24, pp. 16 643-16646, (1993).
- [Kim96] D. S. Kim, H. S. Ko, Y. M. Kim, S. J; Rhee, S. C. Hohng, Y. H. Yee, W. S. Kim, J. C. Woo, H. J. Choi, J. Ihm, D. H. Woo and K. N. Kang, "Percolation of carriers through low potential channels in thick AlGaAs ( $x < 0.35$ ) barrier", *Physical Review B*, Vol. 54, N°20, pp. 14580-14588, (1996).
- [Krol] M. F. Krol, S. Ten, B. P. McGinnis, M. J. Hayduk, G. Khitrova and N. Peyghambarian, "Subpicosecond hole tunneling by nonresonant delocalization in asymmetric double quantum wells", *Physical Review B*, Vol. 52, N° 20, (1995).
- [Leo92] K. Leo, J. Shah, E. O. Göbel, J. P. Gordon and S. Schmitt-Rink, "Coherent and incoherent tunnelling in asymmetric double quantum wells", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 7, pp. B394-B400, (1992).
- [Lyo00] S. K. Lyo, "Energy transfer of excitons between quantum wells separated by a wide barrier", *Physical Review B*, Vol. 62, N°20, pp. 13641-13656, (2000).
- [Maly02] V. Malyarchuk, J. W. Tomm, V. Talalaev, Ch. Lienau, F. Rinner and M. Baeumler, "Nanosopic measurements of surface recombination velocity and diffusion length in a semiconductor quantum well", *Applied Physics Letters*, Vol.81, N°2, pp. 346-348, (2002).
- [Ober89] D. Y. Oberli, J. Shah, T. C. Damen, C. W. Tu, T. Y. Chang, D. A. B. Miller, J. E. Henry, R. F. Kopf, N. Sauer, and A. E. DiGiovanni, "Direct measurement of resonant tunnelling times in asymmetric coupled quantum wells", *Physical Review B*, Vol. 40, N°5, pp. 3028-3031, (1989).
- [Pres89] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge, pp.609-621, (1989).
- [Wein94] C. M. Weinert and N. Agrawal, "Self-consistent finite difference method for simulation and optimization of quantum well electron transfer structures", *Journal of Applied Physics*, Vol. 76, N°24, pp. 7947-7956, (1994).
- [Skol90a] M. S. Skolnick, J. M. Rorison, K. J. Nash, D. J. Mowbray, P. R. Tapster, S. J. Bass, and A. D. Pitt, "Observation of Many-Body Edge Singularity in Quantum-Well Luminescence Spectra", *Physical Review Letters*, Vol.58, N°20, pp.2130-2133, (1987).
- [Skol90b] M. S. Skolnick, P. E. Simmonds, D. G. Hayes, A. W. Higgs, G. W. Smith, A. D. Pitt, C. R. Whitehouse, H. J. Hutchinson, C. R. H. White, L. Eaves, M. Henini, and O. H. Hughes, "Excitation mechanisms of photoluminescence in double-barrier resonant-tunneling structures", *Physical Review B*, Vol. 42, N°5, pp. 3069-3076, (1990).
- [Tomi96] A. Tomita, J. Shah, and R. S. Knox, "Efficient exciton energy transfer between widely separated quantum wells at low temperatures", *Physical Review B*, Vol. 53, N°16, pp. 10793-10803, (1996).
- [Tsuc87] M. Tsuchiya, T. Matsusue, and H. Sakaki, "Tunneling Escape Rate of Electrons From Quantum Well in Double-Barrier Heterostructures", *Physical Review Letters*, Vol.59, N°20, pp.2356-2358, (1987).
- [Youn88] J. F. Young, B.M. Wood, G. C. Aers, R. L. S. Devine, H. C. Liu, D. Landheer, and M. Buchanan, "Determination of Charge Accumulation and Its Characteristic Time in Double-Barrier Resonant Tunneling Structures Using Steady-State Photoluminescence", *Physical Review Letters*, Vol.60, N°20, pp. 2085-2088, (1988). Young et al Reply, *Physical Review Letters*, Vol.62, N°10, pp. 1208, (1989).



## **Chapitre IV: Diodes laser accordables : démonstration de la variation en longueur d'onde de l'émission laser par contrôle des charges d'espace**

Dans le chapitre précédent, nous avons montré l'importance d'une bonne connaissance de la distribution spatiale des électrons et des trous au cœur du diagramme de bande d'énergie de notre dispositif afin d'appliquer l'effet Stark quantique confiné. Nous avons trouvé des paramètres du diagramme de bande tels que la longueur d'onde d'émission spontanée puisse être décalée vers les grandes longueurs d'onde de façon conséquente. L'étape suivante consiste à envisager cet aspect en régime laser. Ce chapitre s'attache donc à prouver qu'il est possible de faire varier la longueur d'onde d'émission laser en modifiant le champ de charge d'espace par l'intermédiaire du courant d'injection. Nous y recensons aussi les effets physiques mis en jeu dans ce mécanisme.

Le chapitre s'organise de la façon suivante. Nous démontrerons que la longueur d'onde d'émission laser peut être accordée par effet Stark quantique confiné en faisant varier le champ de charge d'espace. Nous étudierons en même temps les spécificités de la raie laser de la structure à trois puits quantiques que nous proposons, en les confrontant à un échantillon de référence. Nous présenterons nos modélisations des courbes de gain afin de dégager des caractéristiques propres de l'émission en présence du champ électrique et de la concentration des porteurs. Les conclusions tirées de ce modèle seront ensuite vérifiées expérimentalement en montrant l'influence non seulement des différents paramètres du diagramme de bande tels que l'épaisseur du puits actif, mais aussi de la longueur de cavité. Puis l'effet de la température sera discuté. Ce chapitre se terminera par l'étude de l'émission laser des structures lasers fabriquées sur substrat (111).

### ***A. Preuve de la variation de la longueur d'onde d'émission laser par effet Stark***

#### **1. Spectre en régime laser de la structure 240**

Lors du chapitre précédent, nous avons montré, pour un régime de courant inférieur au seuil laser, que le champ de charge d'espace créé par les barrières tunnel augmente avec le courant, ayant pour conséquence une variation vers les grandes longueurs d'onde de l'émission spontanée issue du puits actif. La question qui se pose maintenant est de savoir si, une fois le seuil laser atteint, l'émission laser est de la même façon sensible au champ de charge d'espace. En effet le comportement de notre système peut s'avérer perturbé par le régime d'émission stimulée qui est particulier du fait de la forte concentration des porteurs, du gel de ces derniers dans le puits actif au seuil, et de l'interaction avec les photons émis. Pour faire la liaison entre les deux régimes, à savoir en dessous et au-dessus du seuil laser, nous avons mesuré l'émission provenant de la surface du composant grâce à une collection optique en champ lointain. Ainsi l'émission spontanée et une fraction de l'émission laser diffusée en sortie de guide (l'émission laser issue d'un puits quantique unique ne peut normalement pas être détectée par la surface si le guide optique est bien dimensionné, c'est-à-dire sans fuite par couplage électromagnétique, et s'il n'y a pas de centre diffusant dans ce dernier) peuvent être détectées en même temps, tandis que si la détection s'effectue dans la direction de la sortie du guide, seule l'émission laser très intense est enregistrée.

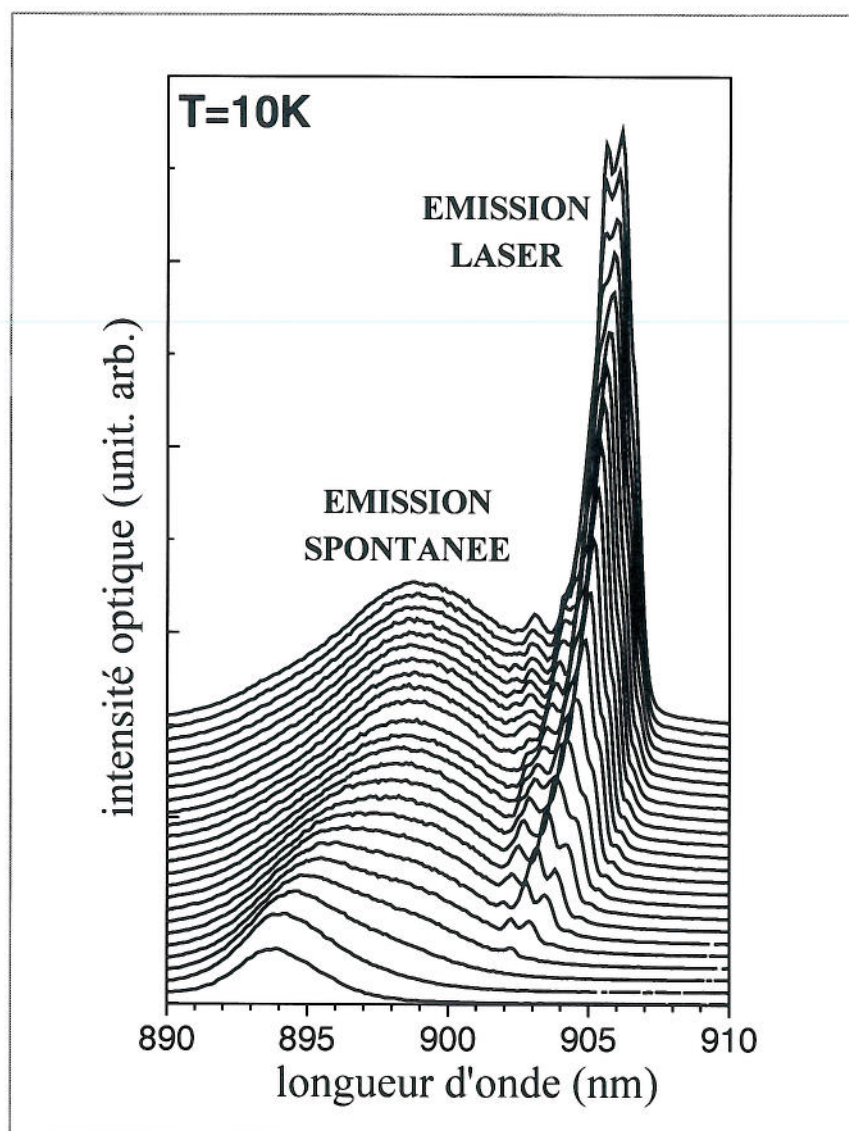


Fig.1 : spectres d'électroluminescence détectés par la surface de la diode laser 240 (longueur de cavité 2mm et largeur 300 $\mu$ m), en régime d'injection pulsée avec un rapport cyclique de 1%, en fonction du courant  $I$  variant de 40mA à 500mA avec un pas de 20mA. Cet échantillon contient un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 10nm et des barrières tunnel  $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$  de 12nm côté N et 10nm côté P. L'émission laser apparaît pour  $I=100mA$ .

Sur la figure 1, les spectres détectés par la surface et issus du puits quantique actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de largeur 10nm de l'échantillon 240 (barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  d'épaisseur 12nm côté N et 10nm côté P) sont représentés pour un courant d'injection variant de 40mA à 500mA avec un pas de 20mA. La cavité laser possède une longueur de 2mm et une largeur de 300 $\mu$ m, un courant de 100mA correspondant alors à une densité de courant de 17A/cm<sup>2</sup> en supposant l'injection homogène sur toute la surface du composant. Le courant d'excitation est appliqué sous forme de pulses de largeur 200ns à une fréquence de répétition de 5kHz afin d'éviter l'échauffement du réseau cristallin. On constate sur cette figure que les spectres exhibent deux structures à savoir une raie large se décalant de ~894nm à ~898nm sur la plage de courant considérée ici et une raie beaucoup plus fine apparaissant autour de

902nm à partir de  $I=100\text{mA}$  et dont le maximum se décale de 4nm jusqu'à 500mA. La raie large correspond à l'émission spontanée qui continue la variation par effet Stark entamée à plus faible courant et étudiée au chapitre précédent (cf. fig.6 et 9) en régime d'excitation continue. Elle subit un élargissement lié à l'apparition d'une seconde raie que nous avons déjà expliqué au chapitre III par une brusque augmentation du champ de charge d'espace (sauts " $b_i$ ") liée à l'apparition de l'émission stimulée (cf. discussion des figures 12, 13 et 14 du chapitre III sur l'échantillon 241). Ici la deuxième raie d'émission spontanée est moins bien séparée de la première car le puits étant plus fin, pour une même variation du champ de charge d'espace, l'effet Stark quantique confiné entraîne une plus faible variation de la longueur d'onde. La raie fine est attribuée à l'émission laser  $\lambda_L$  car elle exhibe une augmentation super-linéaire en fonction du courant. Le point le plus important de cette figure est la variation de 4nm de  $\lambda_L$  sur la plage de courant considérée. Cette variation est accompagnée par un décalage de la raie d'émission spontanée vers les grandes longueurs d'onde prouvant que le champ de charge d'espace peut être modulé alors que le puits actif est en régime d'émission stimulée et que le gain a atteint les pertes.

Sur la figure précédente une variation nette non seulement de l'émission laser mais aussi de l'émission spontanée est observée laissant penser que l'objectif de notre principe a été atteint, cependant plusieurs points restent à éclaircir. Avant tout il est raisonnable de confirmer que la variation de l'émission laser est bien intrinsèque au diagramme de bande proposé en confrontant ces résultats à ceux obtenus avec un échantillon de référence. En outre, il est à première vue surprenant que l'émission laser n'apparaisse pas au maximum du pic d'émission spontanée mais soit décalée vers les grandes longueurs d'onde par rapport à ce maximum. A cela s'ajoute une densité de courant au seuil laser très faible,  $\sim 17\text{A/cm}^2$  qu'il est nécessaire de discuter. Par ailleurs la raie laser est large traduisant un caractère fortement multimode qui n'est pas conforme à l'espacement entre modes de cavité longitudinaux. Enfin, comme nous allons le montrer, il s'avère qu'il y a une saturation de la variation de la longueur d'onde d'émission laser et de l'émission spontanée dont le mécanisme doit être compris afin d'augmenter les performances en terme de décalage en longueur d'onde. Les points soulevés ici font l'objet de la suite de cette partie.

## 2. Preuve supplémentaire de l'influence du champ de charge d'espace: l'effet de la température

Nous avons vu qu'en dessous du seuil laser l'accroissement de la température entraîne une diminution du décalage en longueur d'onde lié au fait que les barrières deviennent plus transparentes vis-à-vis des porteurs (essentiellement à cause des trous légers côté P). Un argument supplémentaire montrant que la variation de la raie laser résulte bien de l'augmentation de l'accumulation des charges d'espace dans les puits de collection consiste donc à montrer que le décalage global vers les grandes longueurs d'onde de cette émission diminue aussi quand la température augmente (en effet, si la variation observée à 150K était la même que celle obtenue à 10K, il serait possible de mettre en doute l'effet Stark comme responsable de ce décalage). Pour cela les variations du maximum des pics laser

de l'échantillon de référence 297 contenant un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  de 10nm et de l'échantillon 240 présenté sur la figure 1 sont résumées sur les figures 2 et 3 pour les températures 10K, 100K et 150K. On constate que l'échantillon de référence subit un décalage global de  $\sim 1\text{nm}$  vers les grandes longueurs d'onde entre  $0\text{A}/\text{cm}^2$  et  $310\text{A}/\text{cm}^2$  et que ce décalage est le même pour toutes les températures du cristal envisagées. La structure contenant les puits de collection permet d'obtenir à 10K une variation de 5nm entre la densité de courant au seuil laser  $J_{\text{th}}=15\text{A}/\text{cm}^2$  et une densité de courant de  $150\text{A}/\text{cm}^2$ , puis cette variation est quasiment saturée de  $150\text{A}/\text{cm}^2$  à  $300\text{A}/\text{cm}^2$ . La variation de 5nm entre  $J_{\text{th}}$  et  $10 \times J_{\text{th}}$  correspond à une augmentation effective d'au moins  $30\text{kV}/\text{cm}$  du champ de charge d'espace sur cette plage de courant. Cette valeur du champ est une limite inférieure car il faut tenir compte de l'effet d'écran du champ de charge d'espace par les charges internes au puits actif. Quand la température augmente la variation globale diminue, passant de 3nm à 100K pour finalement se comporter à 150K comme l'échantillon de référence. On en déduit que le champ de charge d'espace a fortement diminué à 150K comme pour le régime où le courant est inférieur au seuil laser. La comparaison de ces deux échantillons à 10K ainsi que leur comportement respectif vis-à-vis de la température contribuent donc à valider le principe que nous proposons.

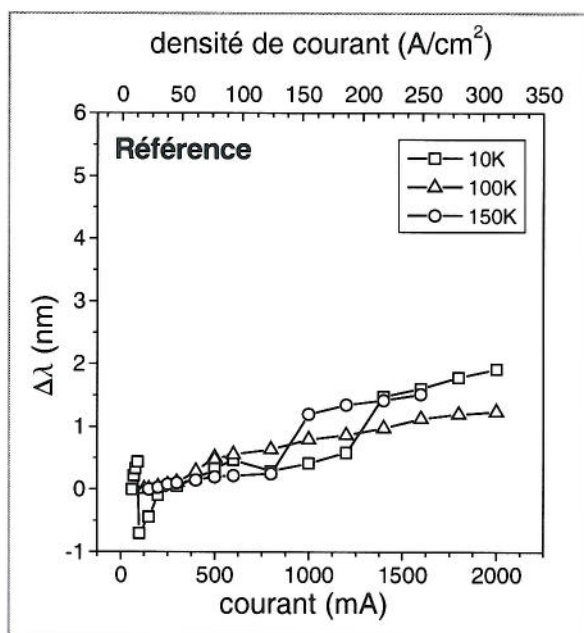


Fig.2 : variation, en fonction du courant d'injection, de la longueur d'onde  $\Delta\lambda_L$  de l'émission laser issue de l'échantillon de référence 297 (puits quantique actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  de 10nm) pour les températures 10K, 100K et 150K (longueur de cavité 2mm et largeur  $300\mu\text{m}$ ).

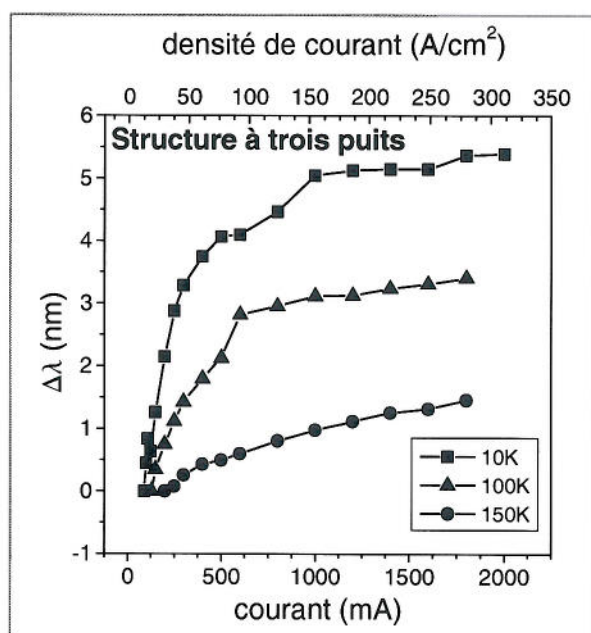


Fig.3 : variation, en fonction du courant d'injection, de la longueur d'onde  $\Delta\lambda_L$  de l'émission laser issue de l'échantillon 240 (puits quantique actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  de 10nm et barrières tunnel  $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$  de 12nm côté N et 10nm côté P) pour les températures 10K, 100K et 150K (longueur de cavité 2mm et largeur  $300\mu\text{m}$ ).

Pour prouver que l'échauffement du composant résultant du passage du courant n'est pas responsable de la variation de l'émission laser observée nous montrons sur la figure 4 l'influence de la largeur du pulse de courant sur la variation de la longueur d'onde laser pour une fréquence de

répétition fixée à 5kHz. La structure ainsi testée est constituée d'un puits  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  de 10nm, de barrières  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  de 12 et 10nm côté N et côté P et de puits de collection GaAs d'épaisseur identique à la structure 240. Si le passage du courant est responsable d'un échauffement du cristal, donc d'une diminution du gap, on s'attend à obtenir une diminution de cet effet quand la largeur du pulse diminue car la puissance dissipée est proportionnelle à cette largeur. On constate qu'il n'en est rien et donc que les effets d'échauffement du cristal peuvent être négligés. Une valeur typique de  $\Delta\lambda_l/\Delta I$  attribuée à l'échauffement par passage du courant est  $0.03 \text{ nm}/\text{mA}$  dans un laser ruban enterré de largeur  $2.2\mu\text{m}$  et de longueur  $700\mu\text{m}$  [Hori00]. Il faut ramener cette valeur par densité de courant pour pouvoir la comparer avec ce que l'on mesure. On trouve alors qu'elle vaut  $\sim 5 \times 10^{-6} \text{ nm}/(\text{A}/\text{cm}^2)$  tandis que la valeur expérimentale que nous obtenons vaut  $3 \times 10^{-3} \text{ nm}/(\text{A}/\text{cm}^2)$ , allant dans le sens que ce qu'on observe n'est pas l'élévation de température par passage du courant.

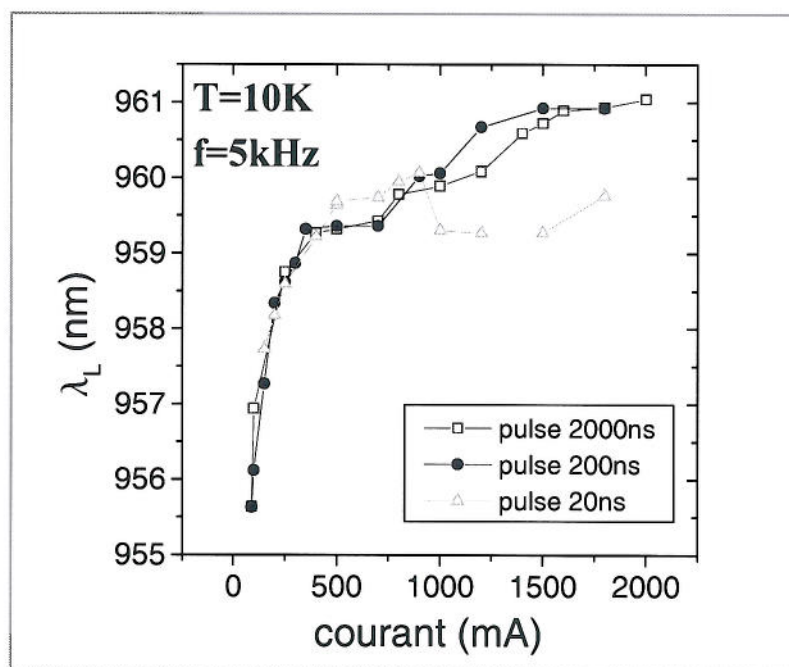


Fig.4 : courbes d'évolution de la longueur d'onde d'émission  $\lambda_L$  à 10K en fonction du courant d'injection pour différents rapports cycliques de l'excitation pulsée (la fréquence est fixée à 5kHz et la largeur du pulse varie) dans le cas de la diode 267. Cette diode contient un puits quantique actif  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  de 10nm et barrières tunnel  $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$  de 12nm côté N et 10nm côté P. La largeur de la diode vaut  $300\mu\text{m}$  et sa longueur 2mm.

### 3. Comparaison des spectres d'émission issus de la structure 240 et de l'échantillon de référence 297

Dans ce qui suit, nous allons commenter plus en détails les spectres d'émission de l'échantillon de référence 297 et de la structure à trois puits 240. Nous allons d'abord expliquer la position spectrale relative des différentes composantes apparaissant dans les spectres détectés par la surface ou par le guide en nous focalisant sur l'échantillon de référence. Cette étude plus détaillée, à l'aune de l'échantillon de référence, va nous permettre de renforcer encore plus le fait que la variation en longueur d'onde de l'émission laser observée est propre à la structure de bande que nous proposons.

Nous rappelons que l'échantillon de référence 297 consiste en un seul puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  de 10nm de large incorporé au cœur d'une zone de confinement des porteurs identique à celle de l'échantillon 240. La figure 5(a) montre les spectres d'émission détectés par le guide de cet échantillon tandis que la figure 5(c) montre ses spectres d'émission détectés par la surface. L'émission laser prend naissance à partir d'un courant  $I=60\text{mA}$  au sommet de l'émission guidée (fig.5(a)) et est caractérisée à  $I=90\text{mA}$  par une intensité crête  $\sim 1000$  fois plus importante que l'émission en dessous du seuil. Dans le cas des spectres détectés par la surface, le signal résulte essentiellement de l'émission spontanée. L'émission laser apparaît aussi sur la figure 5(c) mais reste du même ordre de grandeur que l'émission spontanée car elle provient de la diffusion sortie de guide ou intra guide. Le point important mis en évidence en comparant ces deux figures (fig.5(a) et (b)) est que le maximum de l'émission guidée est décalé de +5nm par rapport à celui de l'émission spontanée. L'émission laser apparaissant à la même longueur d'onde que le maximum de l'émission guidée, il s'ensuit qu'elle est aussi décalée de +5nm. L'émission guidée provient de photons émis spontanément et qui « tombent » dans les modes électromagnétiques susceptibles de se propager dans le guide optique. Ces photons subissent alors l'absorption ou le gain du puits quantique contrairement à l'émission spontanée qui elle ne se propage pas dans le guide. Nous allons donc donner une explication de ce décalage de +5nm entre le maximum d'émission spontanée et la raie laser reposant sur l'effet de la propagation dans le guide laser.

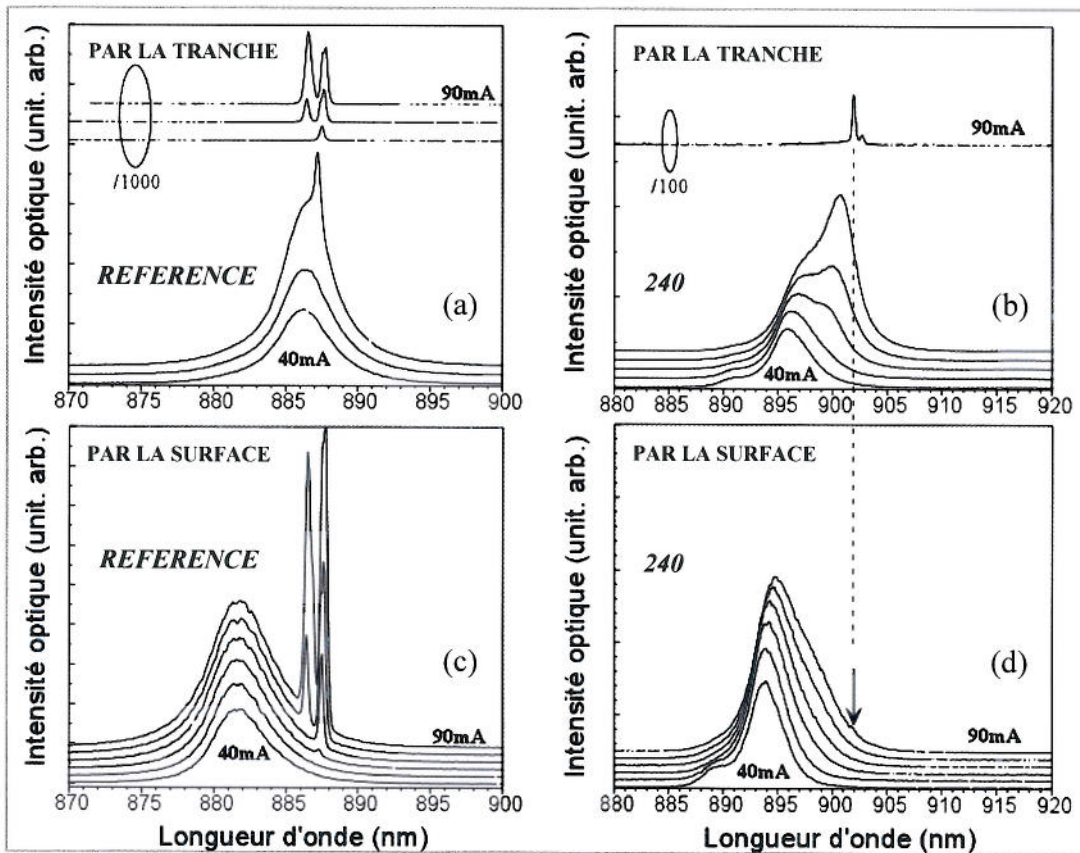


Fig.5 : comparaison à 10K des émissions de surface et guidées de la diode de référence 297 (à gauche) et de la diode 240 (à droite) pour un courant d'injection  $I$  proche du seuil laser ( $I$  varie de 40mA à 90mA avec un pas de 10mA); (a) et (b) spectres guidés, (c) et (d) émissions détectées par la surface.

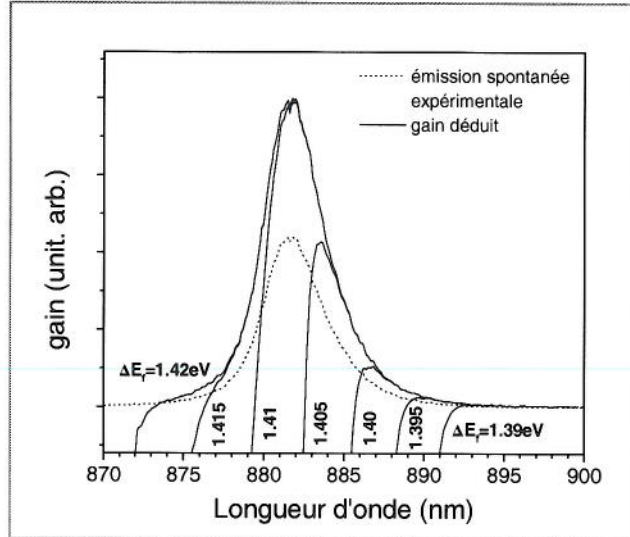


Fig.6 : courbe de gain calculée à partir du spectre d'émission spontanée à 10K de l'échantillon de référence à  $I=40mA$  en fonction de l'écart des quasi-niveaux de Fermi  $\Delta E_F$ .

A partir du spectre d'émission spontanée il est possible d'avoir une idée du gain selon la position des quasi-niveaux de Fermi. En effet en faisant le bilan entre les photons absorbés, stimulés et émis spontanément, et en considérant que la variation d'entropie totale du système constitué par le semi-conducteur et les photons est nulle, le gain  $g$  (défini comme étant la variation relative de photons dans un mode par unité de longueur) est relié à l'absorption  $\alpha$  par [Henr80]:

$$g(\lambda) = \left( \exp \left( \frac{\Delta E_F - \frac{hc}{\lambda}}{kT} \right) - 1 \right) \cdot \alpha(\lambda)$$

avec  $\Delta E_F$  la séparation en énergie des quasi-niveaux de Fermi,  $h$  et  $k$  les constantes de Planck et de Boltzmann,  $T$  la température du système,  $c$  la vitesse de la lumière et  $\lambda$  la longueur d'onde. Expérimentalement le spectre détecté par la surface nous donne une mesure proportionnelle de la puissance de l'émission spontanée  $P_{sp}(\lambda)$ . Cette mesure permet d'obtenir le gain expérimental car le taux d'émission spontanée et l'absorption s'expriment aussi sous la forme d'une relation équivalente à la précédente [Keat99] :

$$g(\lambda) = Q \cdot \lambda^5 \cdot \left( 1 - \exp \left( \frac{\frac{hc}{\lambda} - \Delta E_F}{kT} \right) \right) \cdot P_{sp}(\lambda)$$

avec  $Q$  une constante de proportionnalité. Pour obtenir cette relation, aucune hypothèse quant à la nature de la transition optique n'a été faite. Elle s'applique donc aussi bien à des transitions bande à bande qu'à des désexcitations radiatives d'excitons localisés. L'équation ci-dessus a la conséquence suivante : elle oblige le maximum du gain à être sur le côté basse énergie d'un pic donné d'émission

spontanée. Cela peut être vu sur la figure 6 où nous avons tracé en tant qu'exemple les courbes de gain ainsi déduites du spectre d'émission spontanée à 40mA (ce spectre est montré en pointillés) pour différents écartements  $\Delta E_F$  des quasi-niveaux de Fermi. On constate qu'en augmentant  $\Delta E_F$  la courbe de gain se translate vers les courtes longueurs d'onde, cependant la position spectrale de son maximum ne dépasse jamais celle du maximum du pic d'émission spontanée. D'après la figure 6, il devient clair que plus les pertes dans la cavité sont négligeables plus la position en longueur d'onde de l'émission laser est décalée du maximum du spectre d'émission spontanée vers les grandes longueurs d'onde. Les cavités considérées en figure 5 étant ici de 2mm de long, les pertes liées aux miroirs clivés sont négligeables par rapport au gain modal et aux pertes intrinsèques. Les pertes intrinsèques quant à elles sont considérées faibles dans nos matériaux ( $\alpha_i \approx 10\text{cm}^{-1}$ ) ce qui explique le décalage de la raie laser de 5nm par rapport à l'émission spontanée pour l'échantillon de référence.

Les figures 5(b) et 5(d) sont respectivement analogues aux figures 5(a) et 5(c) mais concernent cette fois-ci l'échantillon 240 contenant la structure particulière que nous proposons. La figure 5(b) montre que l'amplification a lieu autour de 900nm par l'apparition d'une seconde raie (l'amplification se traduit par une augmentation sur-linéaire de l'intensité de la raie), et que l'émission laser prend naissance au sommet de cette raie (le léger désaccord entre le maximum à 80mA et la position de l'émission laser à 90mA provient de l'augmentation de la longueur d'onde liée à l'effet Stark quantique confiné). Si le gain était homogène l'ensemble de la raie détectée par le guide à  $I=40\text{mA}$  devrait être amplifiée comme dans le cas de l'échantillon de référence. Or nous avons déjà démontré dans le chapitre précédent, pour l'échantillon 241, identique à l'échantillon 240 dont il est question ici, excepté la largeur de 15nm du puits actif, qu'un « saut » en longueur d'onde de type bi se produisait dans les spectres et résultait d'une inhomogénéité spatiale de l'émission stimulée. Le fait que seule une partie de la raie observée sur la figure 5(b) et située à  $\sim 900\text{nm}$  subit une amplification (se traduisant par l'apparition d'une seconde raie) provient donc de l'inhomogénéité spatiale du gain. Quand le courant augmente, la zone de gain s'étend latéralement jusqu'à ce que la section complète du composant soit en régime de gain comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent. Il est intéressant de remarquer pour renforcer le fait que le comportement de la transition «  $b_1$  » est propre à la présence des barrières tunnel lors de l'apparition de l'émission stimulée, que l'émission laser apparaît bien à la même longueur d'onde que le maximum de l'émission guidée à  $I=40\text{mA}$  dans le cas de l'échantillon de référence (cf. fig.5(a)). Aucun décalage «  $b_1$  » n'est observé bien que pour cet échantillon la géométrie du composant soit la même que pour 240, géométrie qui induit la même inhomogénéité latérale du courant. Il est aussi important de constater que la raie amplifiée issue de l'échantillon 240 continue à se décaler vers les grandes longueurs d'onde quand le courant augmente, prouvant ainsi que l'accumulation des charges d'espace est encore efficace même si le processus d'émission stimulée a lieu.

Dans le cas de l'échantillon 240, le spectre d'émission guidée sous seuil et celui d'émission spontanée sont séparés de seulement 2nm pour un courant de 40mA. Nous attribuons ce faible



décalage comparé au cas de l'échantillon de référence au champ de charge d'espace régnant dans le puits actif ( $\sim 70\text{kV/vm}$ ) qui diminue la force oscillateur et augmente la durée de vie des porteurs. En effet, si nous supposons des pertes dans la cavité identiques entre l'échantillon de référence et l'échantillon 240, c'est-à-dire un niveau de gain nécessaire pour obtenir l'effet laser identique dans ces deux cas, la densité des porteurs au seuil doit être plus élevée dans l'échantillon 240 du fait de la présence du champ. Une concentration de porteurs plus élevée induit sur la figure 6  $\Delta E_F$  plus élevé, donc le pic laser plus proche du maximum de l'émission spontanée.

#### 4. Discussion du fonctionnement multimode

Comme nous l'avons déjà mentionné, la raie laser n'est pas monomode et fait apparaître une modulation dans son spectre (cf. fig.1). Nous allons discuter ces caractéristiques des spectres laser. La figure 7 montre les spectres laser issus de cavités de longueur différentes  $250\mu\text{m}$ ,  $1\text{mm}$  et  $2\text{mm}$  pour la structure de référence 203 possédant un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  de  $20\text{nm}$ . La température est de  $100\text{K}$  et la largeur des mesas pour les deux premières cavités est de  $75\mu\text{m}$  avec une injection électrique homogène (il n'y a pas de fenêtre de platine semi-transparente). Dans les trois cas la densité de courant est  $\sim 500\text{A/cm}^2$ . La largeur importante et inattendue de la raie laser pour une cavité de  $2\text{mm}$  de long s'explique en observant celle de la cavité de  $250\mu\text{m}$  (la longueur de la cavité est définie lors du clivage à  $\pm 2\mu\text{m}$ ). En effet dans le cas de la courte cavité plusieurs modes optiques sont détectés. L'espacement entre ces modes est  $\sim 0.4\text{nm}$  correspondant approximativement à l'écart théorique de  $\Delta\lambda = 0.3\text{nm}$  attendu entre les modes longitudinaux et déterminé par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 \cdot L \cdot n_{\text{eff}} \cdot \left( 1 - \frac{\lambda}{n_{\text{eff}}} \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda} \right)}$$

avec  $L$  la longueur de la cavité,  $n_{\text{eff}} = 3.5$  l'indice effectif du guide et  $dn_{\text{eff}}/d\lambda = -1.7$ . Dans le cas de la cavité de longueur  $1\text{mm}$  l'espacement entre les pics est de  $0.1\text{nm}$  à savoir 4 fois plus faible que pour la longueur précédente, conformément à la formule ci-dessus. Lorsque la longueur de la cavité atteint  $2\text{mm}$  la résolution de notre spectromètre n'est plus suffisante pour résoudre les modes longitudinaux théoriquement espacés de  $0.04\text{nm}$ .

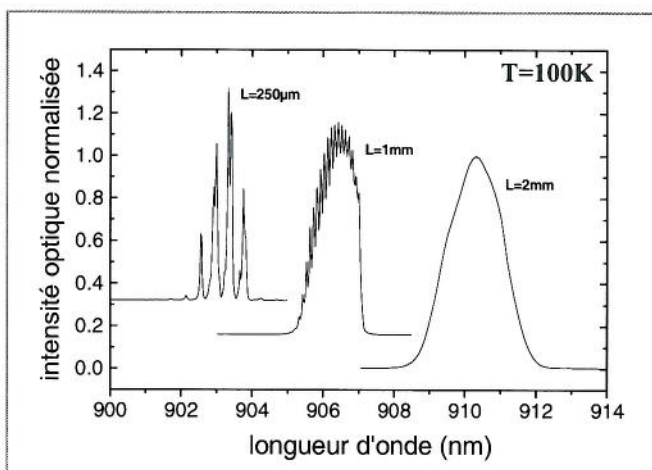


Fig.7 : évolution du spectre laser à  $100\text{K}$  en fonction de la longueur de cavité pour l'échantillon de référence 203 possédant un puits quantique actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  de  $20\text{nm}$ . Dans les trois cas la densité de courant est  $\sim 500\text{A/cm}^2$  et la largeur du contact est de  $75\mu\text{m}$  en ce qui concerne les longueurs  $250\mu\text{m}$  et  $1\text{mm}$ , passant à  $300\mu\text{m}$  pour la longueur  $2\text{mm}$ .

En revenant maintenant sur la figure 1 de ce chapitre, la modulation d'intensité de période  $\Delta\lambda_c$  d'environ 0.8nm ne peut pas être attribuée aux modes longitudinaux du fait de la longueur de 2mm de la cavité. Nous l'attribuons comme dans [Avru97] à un couplage avec les modes pouvant se propager dans le substrat dont l'indice est plus grand que celui des zones de confinement optique et qui peut être estimé à partir de la théorie des modes couplés par :

$$\Delta\lambda_c = \frac{(n_s^2 - n_c^2)^{1/2} (\lambda / 2Dn_c)}{dn_c/d\lambda - dn_s/d\lambda + (n_s^2 - n_c^2) / n_c \lambda}$$

avec D l'épaisseur du substrat,  $n_s$  et  $n_c$  les indices respectifs du substrat et des zones de confinement optique. Pour calculer les indices du substrat GaAs et des zones de confinement optiques nous avons utilisé la relation d'Fromowitz [Rose98]. On trouve  $n_s = 3.59$ ,  $n_c = 3.37$ ,  $dn_s/d\lambda = -1.35$  et  $dn_c/d\lambda = -0.57$ . Le substrat étant poli entre 120 $\mu\text{m}$  et 170 $\mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda_c$  théorique est alors compris entre 0.61nm et 0.86nm en accord avec la valeur expérimentale.

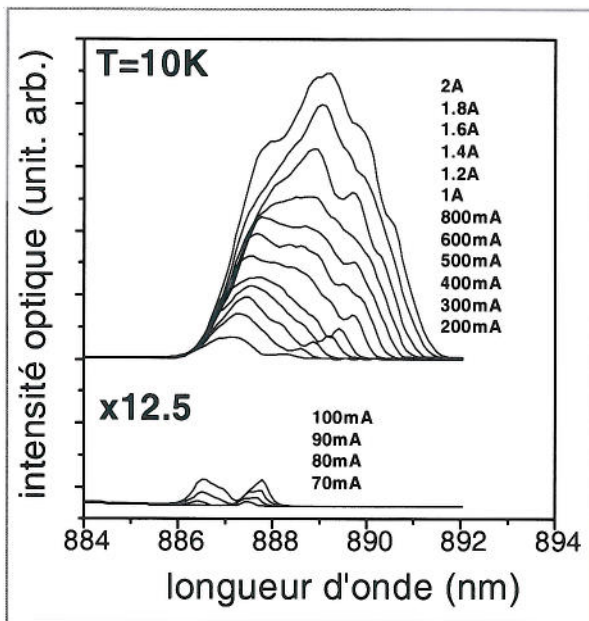


Fig.8 : zoom des spectres d'émission laser à 10K de l'échantillon de référence 297 (puits quantique actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  de 10nm) pour un courant d'injection variant de 70mA à 2A. La cavité laser à une longueur de 2mm et une largeur de 300 $\mu\text{m}$ .

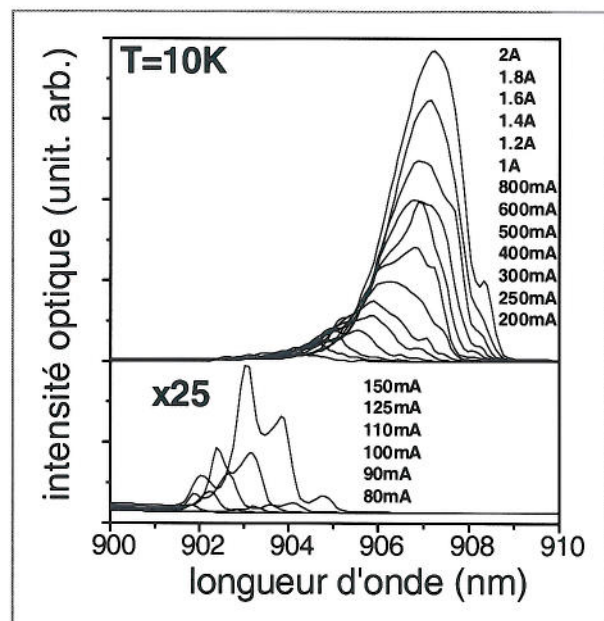


Fig.9 : zoom des spectres d'émission laser à 10K de l'échantillon 240 (puits quantique actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  de 10nm et barrières tunnel  $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$  de 12nm côté N et 10nm côté P) pour un courant d'injection variant de 80mA à 2A. La cavité laser à une longueur de 2mm et une largeur de 300 $\mu\text{m}$ .

Les figures 8 et 9 montrent l'évolution de la raie laser du courant de seuil jusqu'à 2A. Nous constatons une variation de 5nm du maximum pour l'échantillon 240, qui est lié à l'effet Stark comme nous l'avons déjà discuté, et une variation de ~2nm pour l'échantillon de référence. Dans les deux cas les raies laser sont larges. Cette largeur, inhabituelle pour un laser, provient en partie du fait que le mesa fait 300 $\mu\text{m}$  de large, permettant ainsi à une grande quantité de modes latéraux d'osciller. En effet

le nombre de modes latéraux permis dans le guide peut être estimé à partir de la formule  $N_m = E(2w/\lambda \times ON)$  avec  $ON = \sqrt{(m)^2 - (n_1)^2}$  l'ouverture numérique du guide,  $m = 3.4$  est l'indice effectif du guide et  $n_1 = 1$  l'indice de l'air,  $w$  la largeur latérale, et  $E$  la fonction partie entière +1 et on trouve  $N_m = 2167$ . Nous verrons plus loin que pour les longueurs d'onde émises par le puits actif, un seul mode transverse électrique TE et un seul mode transverse magnétique sont autorisés. La courbe de gain des lasers à semi-conducteur étant très large, c'est-à-dire beaucoup plus large que l'espacement des modes longitudinaux, la compétition entre les modes n'est pas suffisante pour qu'un mode longitudinal l'emporte sur les autres. Par exemple, dans le cas de deux modes longitudinaux si les coefficients de gain net effectifs sont positifs et le paramètre de couplage entre les modes négatif, ces deux modes peuvent osciller en même temps [Sarg93]. Par ailleurs, le grand nombre de modes latéraux permet encore plus facilement à plusieurs modes longitudinaux d'être excités. Ceci peut être compris par le fait que les maxima du champ pour les différents modes latéraux interagissant avec la zone de gain sont séparés selon la direction latérale, et donc des modes longitudinaux associés à ces modes latéraux peuvent coexister. On pourrait faire l'analogie avec deux espèces animales appartenant au même écosystème : si elles survivent grâce à la même nourriture, une espèce va disparaître au profit de l'autre, par contre si en plus de la nourriture commune, chacune a sa nourriture propre, elles peuvent coexister sur le même territoire [Hake77].

En analysant l'évolution de la raie laser de l'échantillon de référence, on s'aperçoit qu'il n'y a pas un décalage d'ensemble de cette dernière mais que le maximum se décale plutôt parce que des modes prennent naissance du côté des grandes longueurs d'onde. A l'opposé le décalage global de la raie laser de l'échantillon 240 est net, c'est à dire que toute la raie se décale en bloc. En outre pour cet échantillon la raie est moins large que dans le cas de la référence. L'apparition progressive des modes côté basse énergie, dans le cas de l'échantillon de référence, suggère un mécanisme similaire à celui proposé pour expliquer le processus de saut de mode, quand le courant d'injection augmente, observé dans les lasers à semi-conducteur, dont seul le mode latéral fondamental est présent [Alal95]. En effet il a été montré expérimentalement [Ishi81] que l'augmentation du courant provoque un saut de mode vers les grandes longueurs d'onde, saut expliqué par une augmentation asymétrique en faveur des grandes longueurs d'onde de la courbe de gain pour les modes entourant le mode dont l'intensité est maximale. La théorie classique du gain linéaire ne permet pas d'expliquer cette augmentation de la courbe de gain car comme nous l'avons vu au chapitre I, cette dernière étant homogène elle est « gelée » quand son maximum épingle le niveau des pertes. En réalité la forte densité de photons présents dans la cavité en émission laser entraîne une saturation du gain pour le mode qui oscille permettant au gain des modes adjacents d'atteindre le niveau de perte. Cet effet peut être modélisé en calculant le gain à partir de la matrice densité du système. Ce calcul montre qu'une contribution non linéaire et symétrique s'ajoute au gain linéaire classique et traduit l'effet de « hole burning » dans la population des porteurs sur les niveaux concernés par l'émission laser (c'est-à-dire une diminution

relative de la densité des porteurs sur les états d'énergie correspondant au gain maximum) et dans le spectre de fréquence du gain saturé (la largeur de ce trou spectral est proportionnelle au temps de relaxation des porteurs) [Yama80]. En outre un terme non linéaire et asymétrique apparaît aussi et provient du couplage entre le mode qui a atteint le niveau des pertes et ceux qui ne l'ont pas atteint via l'interaction avec les porteurs. Il induit une pulsation des porteurs dans les bandes et donc de l'indice de réfraction qui est directement relié à la densité de ces derniers (l'asymétrie proprement dite provient des processus de relaxation intra-bande) [Ogas88]. C'est ce terme non-linéaire qui favorise l'apparition des modes côté grande longueur d'onde quand le courant augmente [Ahm02]. Sur la figure 10 nous montrons cette asymétrie dans la distribution de l'intensité des modes pour une cavité de 250 $\mu\text{m}$  de long et 75 $\mu\text{m}$  de large pour l'échantillon de référence 203. Cette asymétrie s'amplifie quand le courant augmente. Une compréhension plus poussée de l'influence du champ de charge d'espace sur les gains non linéaire symétrique et asymétrique nécessiterait un dispositif avec un meilleur contrôle des modes latéraux comme par exemple les hétérostructures enterrées (« buried heterostructure lasers » en anglais) ou celles utilisant un sillon gravé confinant la lumière (« channeled-substrate planar laser » en anglais) [Naka78]. Une telle étude n'a pas été approfondie mais nous pensons qu'elle permettrait une analyse plus poussée de notre principe basé sur l'effet Stark.

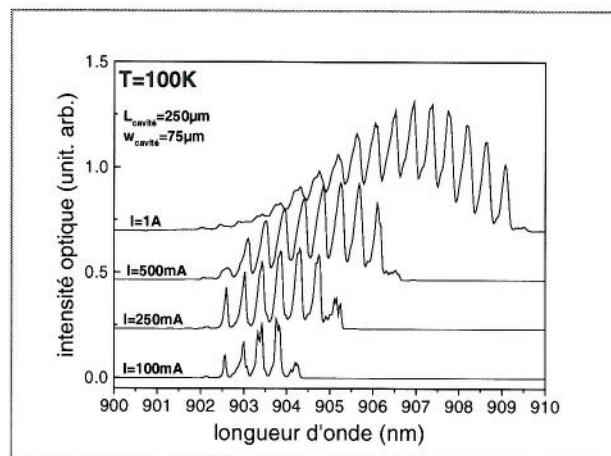


Fig.10 : évolution à 100K du spectre laser en fonction du courant d'injection pour l'échantillon de référence 203 possédant un puits quantique actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  de 20nm. La largeur de la diode vaut 75 $\mu\text{m}$  et sa longueur 250 $\mu\text{m}$ .

## 5. Densité de courant au seuil laser

Les puits quantiques  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  sur substrat GaAs étant en compression, les diodes laser contenant de tels puits possèdent un courant de transparence plus faible que les hétérostructures GaAs/AlGaAs. En effet comme la masse effective des trous lourds dans le plan du puits diminue quand la contrainte perpendiculaire à l'axe de croissance augmente, la densité de porteurs injectés nécessaires pour atteindre le seuil est réduite (dit autrement le quasi-niveau de Fermi des trous augmente plus rapidement). Pour une concentration  $x=0.25$  et un puits de 50nm de large la densité de

porteurs au seuil est divisée par 2 par rapport à un puits identique non contraint [Cole00]. La densité de courant de transparence dépend donc de la concentration d'indium. Les calculs théoriques la situent à 300K entre  $50\text{A/cm}^2$  et  $100\text{A/cm}^2$  pour une concentration d'indium de 10% [Stoh01] [Cole00]. En pratique le courant de seuil ne peut pas être diminué indéfiniment avec l'augmentation de la concentration d'indium car la qualité cristalline se dégrade. Dans [Cole92] et [Take02] sont recensés les courants de seuil atteints dans les diodes laser InGaAs/GaAs par plusieurs équipes de recherche. Le courant de seuil typique pour une concentration d'indium de 10% est de  $\sim 150\text{A/cm}^2$  pour des longues cavités (c'est-à-dire supérieures à 1.5mm) à température ambiante. Il y est aussi montré que l'effet des pertes liées aux miroirs clivés est toujours présent pour des longueurs de cavité de 1mm, montrant que les pertes intrinsèques sont, au pire du même ordre de grandeur que  $11\text{cm}^{-1}$ .

Dans nos échantillons contenant un seul puits quantique  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ , avec une largeur de  $300\mu\text{m}$  et une longueur de 2mm (avec une fenêtre de platine semi-transparente), nous obtenons à 10K une densité de courant au seuil  $J_{\text{th}}=10\text{A/cm}^2$  (comparable au seuil à température ambiante des lasers à boîtes quantiques [Alfr00]) et à 300K  $J_{\text{th}}=52\text{A/cm}^2$  ce qui est tout à fait satisfaisant. Cependant les densités de courant sont ici déterminées en supposant une injection homogène latéralement, or nous avons vu au chapitre précédent qu'une légère inhomogénéité existait, ayant donc pour conséquence d'abaisser la valeur apparente des densités de courant de seuil. Au pire, si on supposait le cas extrême où l'injection se ferait seulement sous la bande d'or de  $75\mu\text{m}$  de large,  $J_{\text{th}}=200\text{A/cm}^2$  à 300K ce qui resterait encore une densité de courant au seuil raisonnable.

## **B. Modélisation des variations de la courbe de gain d'un puits quantique soumis à un champ électrique statique**

### **1. Description du modèle**

Afin d'estimer l'impact de l'effet Stark quantique confiné sur la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_L$  du puits quantique actif, nous avons calculé le gain optique sous différents champs électriques effectifs et densités de porteurs. Nous avons utilisé le formalisme de la matrice densité [Cor93] dans le cadre de l'approximation des bandes paraboliques pour lequel le gain optique s'écrit :

$$g(h\nu) = \frac{\pi e^2 \hbar}{\epsilon_0 c m_0^2 \bar{n}} \sum_{i,j} \int_{E_g + E_{C_i} + E_{V_j}}^{\infty} \rho_{ij}^{\text{red}} \cdot \frac{1}{h\nu} |M_{ij}(E)|^2 \cdot \frac{1}{\hbar/\tau} \text{sech}\left(\frac{E-h\nu}{\hbar/\tau}\right) (f_C(E) - f_V(E)) dE$$

Avec  $\bar{n}$  l'indice moyen de réfraction du puits quantique,  $E_g$  l'énergie de bande interdite entre la bande de conduction et la bande de valence,  $E_{C_i}$  est l'énergie de confinement de l' $i^{\text{ème}}$  niveau confiné des électrons et  $E_{V_j}$  du  $j^{\text{ème}}$  niveau confiné des trous, et  $\rho_{ij}^{\text{red}}$  la densité d'état réduite par unité de volume définie comme :

$$\rho_{ij}^{\text{red}} = \frac{1}{\pi \hbar^2 L_W} \left( \frac{1}{m_{C_i}} + \frac{1}{m_{V_j}} \right)$$

où  $m_{Ci}$  et  $m_{Vj}$  correspondent aux masses effectives dans le plan des électrons et des trous sur les niveaux d'énergie et  $L_w$  est la largeur du puits.  $|M_{ij}|^2$  est l'élément de matrice de transition et  $f_c$  et  $f_v$  sont les fonctions de distributions de Fermi-Dirac. La fonction d'émission spontanée, que nous avons utilisée à la fin du chapitre III, s'écrit à partir du même modèle :

$$R_{sp}(h\nu) = \frac{e^2 \bar{n}}{\pi \hbar^2 \epsilon_0 c^3 m_0^2} \sum_{i,j} \int_{E_g + E_{Ci} + E_{Vj}}^{\infty} \rho_{ij}^{red} \cdot h\nu |M_{ij}(E)|^2 \frac{1}{\hbar/\tau} \operatorname{sech} \left( \frac{E - h\nu}{\hbar/\tau} \right) (f_c(E) \cdot f_v(E)) dE$$

Le gain  $g$  s'exprime en  $\text{cm}^{-1}$  tandis que l'unité du taux d'émission spontanée  $R_{sp}$  est  $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$ . En ce qui concerne le problème des unités nous renvoyons au papier de Blood [Blo00]. Les quasi niveaux de Fermi dans le puits sont déterminés en supposant, pour une densité de charge donnée, que la condition de neutralité électrique est satisfaite. Les niveaux énergétiques confinés ainsi que les fonctions d'onde correspondantes sont calculées en résolvant l'équation Schrödinger avec la méthode des matrices de transfert associées aux fonctions d'Airy [Wag93] pour un puits isolé. L'hypothèse de puits isolé reste valable dans la mesure où le puits actif possède une bande d'énergie interdite plus petite que celle des puits de collection et que le champ électrique est modéré, de telle sorte que le couplage électronique entre les premiers états excités du puits quantique actif et les niveaux des puits de collection puisse être négligé. Nous considérons ici seulement le mode optique électrique transverse (TE) parce que son gain est beaucoup plus grand que celui du mode optique transverse magnétique (TM) du fait des règles de sélection.

Comme nous l'avons vu au chapitre II un champ électrique appliqué perpendiculairement au puits quantique modifie non seulement les énergies de transition mais surtout les recouvrements des fonctions d'ondes correspondantes. Les effets du champ appliqué seront donc importants sur les éléments de matrice de transition défini par [Hsu97]:

$$|M_{ij}|^2 = \frac{|M|^2}{2} \left( (1 + \cos^2 \theta_{ij}) \cdot R_{HH_{ij}}^2 \right) \quad (\text{pour les trous lourds})$$

$$|M_{ij}|^2 = \frac{|M|^2}{2} \left( \frac{1}{3} (5 - 3 \cos^2 \theta_{ij}) \cdot R_{LH_{ij}}^2 \right) \quad (\text{pour les trous légers})$$

$$\text{avec } \cos^2 \theta_{ij} = \frac{(E_{Ci} + E_{Vj}) \frac{\mu_{ij\perp}}{\mu_{ij\parallel}}}{(h\nu - E_g - E_{Ci} - E_{Vj}) + (E_{Ci} + E_{Vj}) \frac{\mu_{ij\perp}}{\mu_{ij\parallel}}},$$

où  $|M|^2 = \frac{em_0}{2} (28.8 - 6.6 \cdot x) \text{ eV}$  pour  $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$  [Col95],  $R_{HH_{ij}}^2$  (ou  $R_{LH_{ij}}^2$ ) sont les intégrales de recouvrement entre les  $i^{\text{ème}}$  and  $j^{\text{ème}}$  sous-bandes des électrons et des trous respectivement, particulièrement sensibles au champ.  $\mu_{ij\perp}$  et  $\mu_{ij\parallel}$  sont respectivement les masses effectives réduites dans la direction de l'axe de croissance et dans une direction appartenant au plan du puits. L'effet de la

diffusion des porteurs a été pris en compte en convoluant avec une fonction d'élargissement de forme sécante hyperbolique [Cho94] et nous avons traité le rétrécissement du gap comme dans [Chi88]. Dans les exemples numériques traités ci-dessous, nous avons considéré un puits actif en  $\text{In}_{0.115}\text{Ga}_{0.885}\text{As}$  avec des barrières en  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . En outre nous avons supposé que la température ambiante est égale à 300K de même que celle des porteurs. Le gap contraint du puits quantique vaut 1.294 eV et le décalage trous lourds (HH)-trous légers (LH) est de 47meV. Les hauteurs de barrière sont  $V_C=390\text{meV}$ ,  $V_{HH}=174\text{meV}$ , et  $V_{LH}=126\text{meV}$  pour les différentes bandes d'énergie considérées. Les masses effectives dans le puits quantique sont prises égales à  $m_C = 0.062$ ,  $m_{HH\perp} = 0.377$ ,  $m_{HH\parallel} = 0.182$ ,  $m_{LH\perp} = 0.072$ , et  $m_{LH\parallel} = 0.09$ . Pour les barrières,  $m_C = 0.092$ ,  $m_{HH\perp} = 0.409$ , et  $m_{LH\perp} = 0.106$ . Le temps de diffusion des porteurs  $\tau$  a été pris égal à 0.1ps pour toutes les sous-bandes et  $\bar{n} = 3.6$ .

Pour déterminer le gain modal, nous avons calculé l'amplitude  $A(z)$  du mode transverse par la même méthode que celle utilisée pour calculer les fonctions d'onde (en effet l'équation permettant de calculer la fonction d'onde de l'électron et celle devant satisfaire l'amplitude du champ électromagnétique sont les mêmes aux constantes près). Ce calcul permet de déterminer l'indice effectif, de montrer qu'il n'y a qu'un seul mode TE possible dans nos structures et de déterminer le recouvrement  $\Gamma$  de ce mode avec le puits actif d'épaisseur  $L_w$ :

$$\Gamma = \int_{-L_w/2}^{+L_w/2} A(z)A^*(z)dz / \int_{-\infty}^{+\infty} A(z)A^*(z)dz$$

On trouve dans nos structures des recouvrements de 0.023, 0.036 et 0.057 pour des largeurs de puits de 10nm, 15nm et 22nm respectivement (nous avons négligé la variation de l'amplitude du mode selon la dimension latérale). En outre nous avons vérifié que l'ajout des barrières tunnel et des puits de collections a une influence négligeable sur le recouvrement. Par exemple pour des puits de collection de GaAs de 4.5nm et 6nm et des barrières  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  de 12nm et 10nm et un puits quantique GaAs de 20nm, le tout au milieu de la zone de confinement de porteurs  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  (nous rappelons que les zones de confinement optique  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  font 1.5 $\mu\text{m}$  de chaque côté), le recouvrement  $\Gamma$  vaut 0.0524 tandis qu'avec simplement le puits GaAs de 20nm il vaut 0.0505.

## 2. Résultats et conséquences physiques

Sur la figure 11 et 12, nous montrons pour  $F=0$  et 60kV/cm les courbes de gain calculées pour un puits quantique de largeur 22nm (fig.11) et une densité de porteurs s'étendant de  $10^{12}$  à  $8 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$  avec un pas de  $0.5 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$  et celles du même puits, exceptée la largeur de ce dernier valant cette fois 10nm (fig.12). Dans cet ensemble particulier de courbes, la correction liée au rétrécissement du gap n'a pas été effectuée. Pour  $F=0$ , nous obtenons la transparence (c'est-à-dire des valeurs de gain positives) pour une concentration de porteurs  $\sim 0.5 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$  dans le voisinage de la transition  $E_1H_1$ . Lorsque la densité des porteurs est augmentée, cependant, nous observons qu'à cause des effets de

remplissage de bande le pic associé à la transition  $E_1H_1$  se décale légèrement vers les hautes énergies et des transitions directes via des états excités de type  $E_iH_i$  ou  $E_iL_i$ , dont les énergies calculées sont indiquées par des flèches, entrent en jeu formant des pics hautes énergies dans le spectre de gain. Pour des densités de porteurs suffisamment élevées, ces pics hautes énergies dominent la courbe de gain. Donc en modifiant les pertes de la cavité relativement au gain, il est possible de faire varier de façon discontinue la longueur d'onde d'émission laser de  $E_1H_1$  jusqu'à  $E_2H_2$  ou même vers des régions spectrales de plus haute énergie. Donc selon la longueur de la cavité les transitions mises en jeu peuvent être différentes.

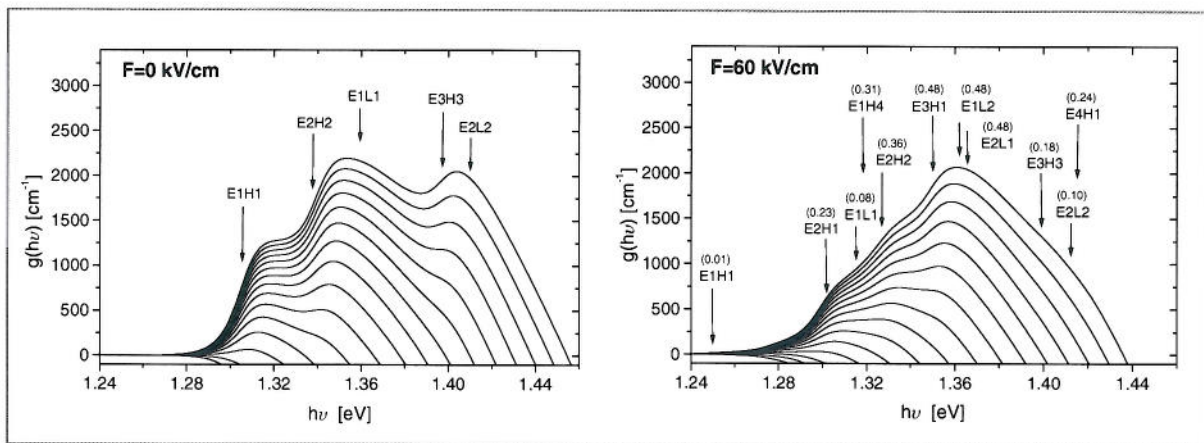


Fig.11 : spectres de gain TE à 300K en fonction de la densité de porteurs comprise entre  $10^{12}$  et  $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  avec un pas de  $0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  pour un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  de **22nm**, (a) le champ électrostatique  $F$  perpendiculaire au puits est nul et (b)  $F=60\text{kV/cm}$ . Les flèches indiquent les transitions inter-bandes  $E_iH_j$  et  $E_iL_j$  principales et le nombre au-dessus donne le carré des intégrales de recouvrement des fonctions d'ondes associées.

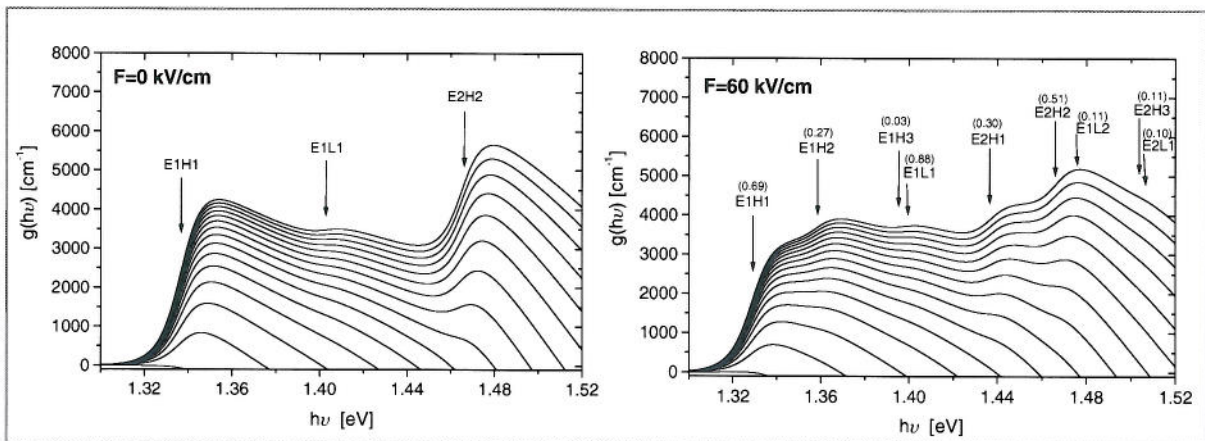


Fig.12 : spectres de gain TE à 300K en fonction de la densité de porteurs comprise entre  $10^{12}$  et  $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  avec un pas de  $0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  pour un puits  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  de **10nm**, (a) le champ électrostatique  $F$  perpendiculaire au puits est nul et (b)  $F=60\text{kV/cm}$ . Les flèches indiquent les transitions inter-bandes  $E_iH_j$  et  $E_iL_j$  principales et le nombre au-dessus donne le carré des intégrales de recouvrement des fonctions d'ondes associées.



Selon le champ électrique et de l'épaisseur du puits actif, l'effet Stark quantique confiné affecte les spectres de gain de façon beaucoup plus complexe que l'idée intuitive classique de cet effet. Cette idée simple consiste à dire que le décalage en longueur d'onde subi par la transition fondamentale se traduit par le même décalage du maximum de la courbe de gain, avec une diminution de ce dernier proportionnelle à la perte de force d'oscillateur. En réalité, tandis que les transitions « directes » se décalent vers les grandes longueurs d'onde et deviennent plus faibles sous le champ, des transitions croisées telles que  $E_1H_4$  ou  $E_3H_1$  deviennent permises et contribuent fortement à l'allure de la courbe de gain. Dans des situations de puits mince et de champ petit, où le pic de gain  $E_1H_1$  reste dominant, la courbe de gain varie comme l'idée intuitive mentionnée ci-dessus. Lorsque le champ augmente, cependant, le pic du gain  $E_1H_1$  devient plus faible et des pics d'énergie plus élevée (associés principalement à des transitions croisées) dominent. Ceci est montré sur la figure 11(b) pour un puits de 22nm et un champ de 60kV/cm par exemple. Indéniablement le pic de gain  $E_1H_1$  est devenu négligeable et le gain est dominé par des transitions d'énergie plus haute. Il s'ensuit dans cet exemple particulier qu'un accroissement du champ de 0 à 60kV/cm devrait entraîner un décalage de la longueur d'onde d'émission laser vers les courtes longueurs d'onde à l'encontre de l'effet Stark quantique confiné. Donc l'idée selon laquelle nous pouvons espérer un plus grand décalage en longueur d'onde pour des puits plus larges n'est pas nécessairement vraie. Sur la figure 12 on constate que pour une largeur de 10nm les courbes de gain sont moins perturbées que dans le cas du puits 22nm.

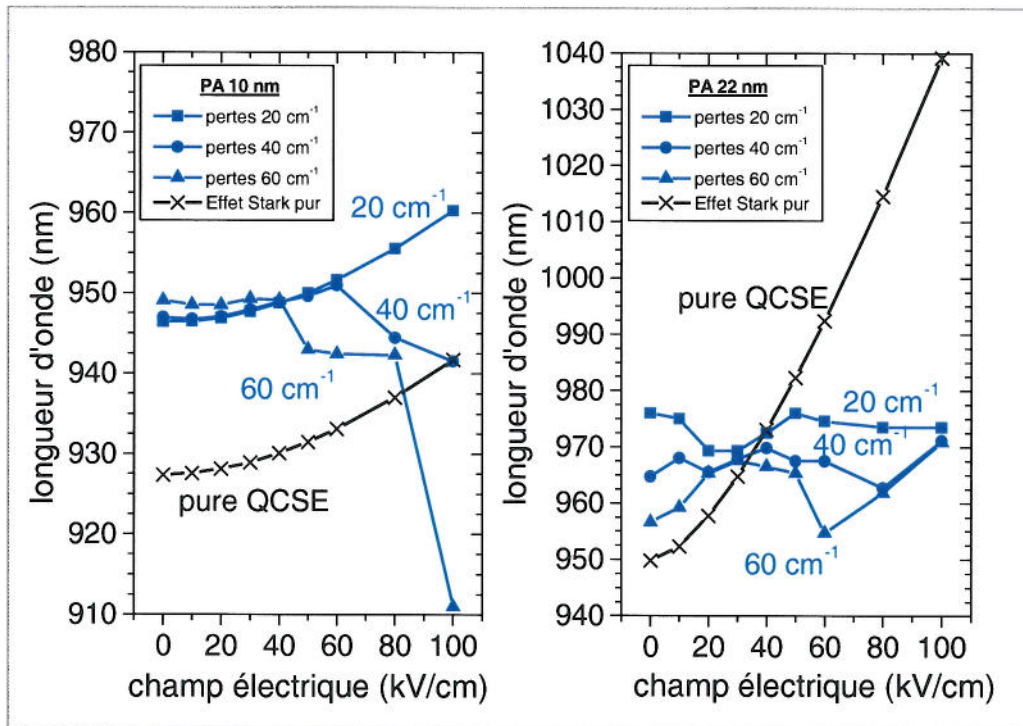


Fig.13 : variations théoriques à 300K de la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_l$  en fonction du courant d'injection pour différentes valeurs des pertes. (a) puits actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 10nm et (b) puits actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 22nm. Les croix représentent les variations par effet Stark quantique confiné pur de la transition fondamentale  $E_1H_1$ .

Le point précédent est mis en évidence sur la figure 13 où nous comparons pour les puits de largeur 10 et 22nm les courbes de la longueur d'onde laser  $\lambda_L$  en fonction du champ F pour différentes valeurs de pertes de cavité.  $\lambda_L$  est obtenue à partir des ensembles de courbes de gain semblables à celles présentées plus haut pour chaque champ donné et est définie comme étant la longueur d'onde qui donne le gain nécessaire pour compenser les pertes de la cavité (ceci nécessite de chercher la densité de porteurs qui va permettre à la courbe de gain d'atteindre le niveau des pertes). Les courbes marquées par les "x" sur la figure 13 indiquent la variation de la transition  $E_1H_1$  selon l'effet Stark quantique confiné classique et fixent une limite supérieure pour le décalage en longueur d'onde  $\Delta\lambda_L$ . Pour le puits de 22nm, parce que  $E_1H_1$  perd sa force oscillateur trop rapidement, autorisant l'émission laser sur des transitions supérieures,  $\lambda_L$  exhibe une dépendance discontinue vis-à-vis du champ F loin de la limite idéale de l'effet Stark. D'un autre côté, pour le puits de 10nm la situation est différente parce que la force oscillateur de  $E_1H_1$  est plus résistante au champ et les transitions d'énergie plus élevée sont plus éloignées, nécessitant des densités de porteurs et des champs électriques beaucoup plus importants avant que leur contribution ne domine les spectres de gain. Ainsi, pour le puits quantique de 10nm nous pouvons trouver des conditions de fonctionnement pour lesquels une variation continue et proche de la limite idéale de l'effet Stark quantique confiné est possible (par exemple la courbe correspondant à des pertes de  $20\text{cm}^{-1}$ ).

En partant de la courbe  $20\text{cm}^{-1}$  du puits quantique de 10nm et en supposant une variation du champ de charge d'espace de 0 à  $40\text{kV/cm}$ , la variation correspondante  $\Delta\lambda_L$  est seulement de 2nm. Pour améliorer  $\Delta\lambda_L$  il est possible d'exploiter la nature quadratique de l'effet Stark. Si dans le puits actif existe déjà un champ électrique interne non nul alors pour la même variation du champ de charge d'espace nous pourrions significativement augmenter  $\Delta\lambda_L$ . Par exemple, en se référant toujours à la courbe de perte de  $20\text{cm}^{-1}$  (fig.13(a)), si nous supposons un champ électrique interne de  $60\text{kV/cm}$  et une variation totale du champ de 60 à  $100\text{kV/cm}$  alors  $\Delta\lambda_L=7\text{nm}$ , performance qui commence à être intéressante d'un point de vue application. Pour mettre cela en œuvre, soit on s'arrange pour que le champ de charge d'espace commence à agir en dessous du courant de seuil et atteigne au seuil les  $60\text{kV/cm}$  sans être saturé, soit la croissance de la structure accordable est effectuée sur un substrat de GaAs orienté (111)B en utilisant un puits quantique actif contraint  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ , sensé contenir un champ interne piézoélectrique statique d'environ  $100\text{kV/cm}$ , comme nous le verrons plus tard.

Pour illustrer de façon expérimentale l'effet du remplissage de bande dans le puits actif sur les variations de la longueur d'onde d'émission laser nous avons étudié des diodes avec des longueurs de cavité différentes. Changer la longueur de la cavité équivaut à modifier le niveau de pertes et donc la valeur au seuil du gain et de la concentration de porteurs dans le puits actif, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre. Sur les figures 14 et 15 sont tracées les longueurs d'onde d'émission laser  $\lambda_L$  en fonction de la densité de courant d'injection pour différentes longueurs de cavité dans le cas d'une structure contenant des barrières tunnel (fig.14) et dans le cas d'un échantillon de référence (fig.15). L'échantillon de référence est le 203 dont le puits quantique  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$  a une épaisseur

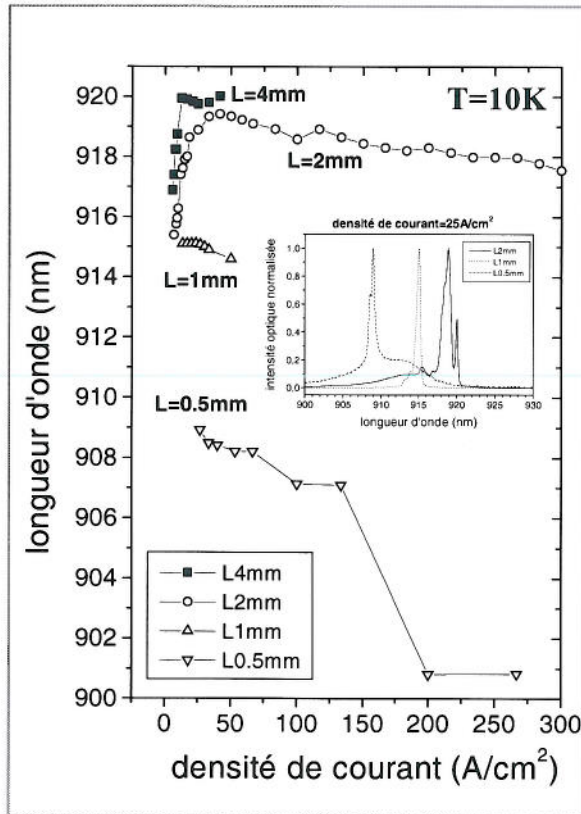


Fig.14 : variation à 10K de la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_L$  en fonction du courant d'injection pour différentes longueurs de cavité dans le cas de la structure 241 possédant un puits quantique actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 15nm et barrières tunnel  $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$  de 12nm côté N et 10nm côté P.

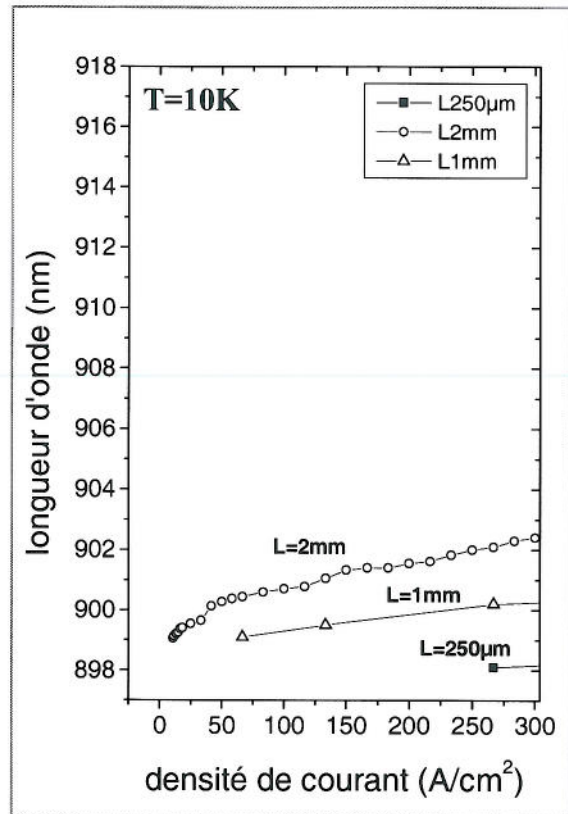


Fig.15 : variation à 10K de la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_L$  en fonction du courant d'injection pour différentes longueurs de cavité dans le cas de l'échantillon de référence 203 possédant un puits quantique actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 20nm.

de 20nm tandis que l'autre structure choisie pour cette étude est l'échantillon 241 constitué d'un puits quantique actif contraint  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 15nm et de barrières  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  de 12nm côté N et 10nm côté P, les puits de collection étant toujours en GaAs. En insert de la figure 14 nous avons incorporé les spectres détectés par la surface en fonction de la longueur de la cavité pour une même densité de courant. Pour les deux échantillons on constate que la longueur d'onde au seuil laser se décale vers le bleu quand la longueur de la cavité diminue prouvant ainsi que plus la cavité est courte plus le nombre de porteurs dans le puits est important. Pour l'échantillon de référence on remarque qu'à 10K l'effet du remplissage de bande induit une diminution de  $\lambda_L$  au seuil de -1nm pour la cavité 250µm. Cette diminution est moins importante qu'à 100K. En effet nous avons montré sur la figure 4, à 100K, un décalage de  $\lambda_L$  par rapport à la cavité 2mm d'environ -3.5nm pour la cavité 1mm et d'environ -7nm pour celle provenant de la cavité de 250µm. L'explication de ce comportement réside dans les fonctions de Fermi Dirac associées aux porteurs qui « s'étalent » plus au niveau de l'énergie de Fermi au lieu d'avoir la forme d'une marche abrupte. Donc à 10K tant qu'une autre bande n'est pas atteinte, il n'y a pas de raison (à partir du modèle de transition bande à bande) de changer la position de la longueur d'onde quand la longueur de cavité diminue. Toujours dans le cas de l'échantillon de

référence, quelque soit la longueur de la cavité,  $\lambda_L$  se décale toujours légèrement vers les grandes longueurs d'onde quand la densité de courant augmente. Par contre en ce qui concerne l'échantillon 241 où règne un champ de charge d'espace créé par les barrières tunnel, l'amplitude et le sens de la variation de  $\lambda_L$  dépendent de la longueur de la cavité en accord avec les modélisations présentées au début du paragraphe. On constate avec cet échantillon que pour les quatre cavités considérées la longueur d'onde laser au seuil est décalée vers le rouge de plus de 15nm par rapport à la position spectrale de la raie mesurée en photoluminescence, signature très claire de la présence du champ de charge d'espace. Connaissant les résultats de l'échantillon de référence, l'écart de 6nm entre  $\lambda_L$  au seuil pour les cavités de longueur 2mm et 0.5mm ne peut pas être expliqué par un simple effet « classique » de remplissage de bande, c'est-à-dire que le simple fait de remplir le puits actif ne suffit pas à 10K pour modifier la longueur d'onde d'émission. Certes, l'effet de l'augmentation relative des pertes liées aux miroirs induit plus de porteurs dans le puits actif au seuil, mais ces porteurs agissent ici sur la longueur d'onde d'émission en "écrantant" le champ électrostatique effectif s'appliquant perpendiculairement sur le puits actif du fait de la séparation des charges opposées (nous discuterons plus en détail les effets d'écran liés aux porteurs dans le puits actif dans le paragraphe suivant où nous étudierons l'influence de la largeur du puits). Quand la cavité fait 1mm ou 0.5mm,  $\lambda_L$  subit une diminution lorsque la densité de courant augmente contrairement à l'échantillon de référence. A cela vient s'ajouter, pour la cavité 0.5mm, un saut de 7nm vers les courtes longueurs d'onde se produisant à  $\sim 150\text{A}/\text{cm}^2$  en accord avec l'apparition des transitions E1HH2. La seule explication que nous envisageons pour cette variation vers les courtes longueurs d'onde de l'émission laser est le remplissage du puits actif par les porteurs injectés malgré le fait que la densité de porteurs dans ce puits en régime laser devrait être gelée. Ci-après nous discutons l'origine de cette augmentation de porteurs.

### ***C. Effet de la largeur du puits actif***

Sur la figure 16, nous comparons le décalage de la longueur d'onde d'émission laser quand le courant d'injection augmente, pour des structures à trois puits, qui possèdent chacune une largeur différente du puits actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ , et pour deux échantillons de référence. Pour le puits actif de largeur 10nm nous avons déjà vu que la longueur d'onde  $\lambda_L$  continue à augmenter au-dessus du seuil laser, prolongeant la variation de l'électroluminescence entamée en dessous du seuil laser, et la variation  $\Delta\lambda_L$  maximum enregistrée est d'environ 5nm sur la plage de courant d'injection enregistrée. Pour les diodes laser comprenant des puits actifs de 15nm et 20nm, cependant, le décalage en longueur d'onde observé ne suit pas la dépendance attendue, à savoir une augmentation de  $\Delta\lambda_L$  résultant de l'effet Stark quantique confiné quand le puits s'élargit. Ceci prouve que d'autres phénomènes tels que les effets d'écran vis-à-vis du champ interne au puits et les effets de remplissage de bandes modélisés précédemment doivent être pris en compte. Par exemple pour l'échantillon possédant le puits de 15nm nous observons une importante variation vers les grandes longueurs d'onde de l'émission laser jusqu'à

250mA suivie alors d'une diminution de  $\lambda_L$ . La non conformité avec l'effet Stark quantique confiné classique est même renforcée lorsque la largeur du puits actif est 20nm. Dans ce cas, en effet,  $\lambda_L$  commence par diminuer jusqu'à un courant de 150mA où elle subit un soudain saut vers les courtes longueurs d'onde d'environ 8nm. En ce qui concerne les deux échantillons de référence (203 et 297), on remarque que le décalage total correspondant au puits de 20nm est supérieur de  $\sim 1.5$ nm à celui du puits de 10nm. Cette différence qui disparaît à 100K, comme on peut le voir sur la figure 18, peut être expliquée par une contribution à la variation de  $\lambda_L$  provenant d'un faible champ de charge d'espace produit par des effets de localisation des porteurs dans les zones  $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  à faibles températures (10K).

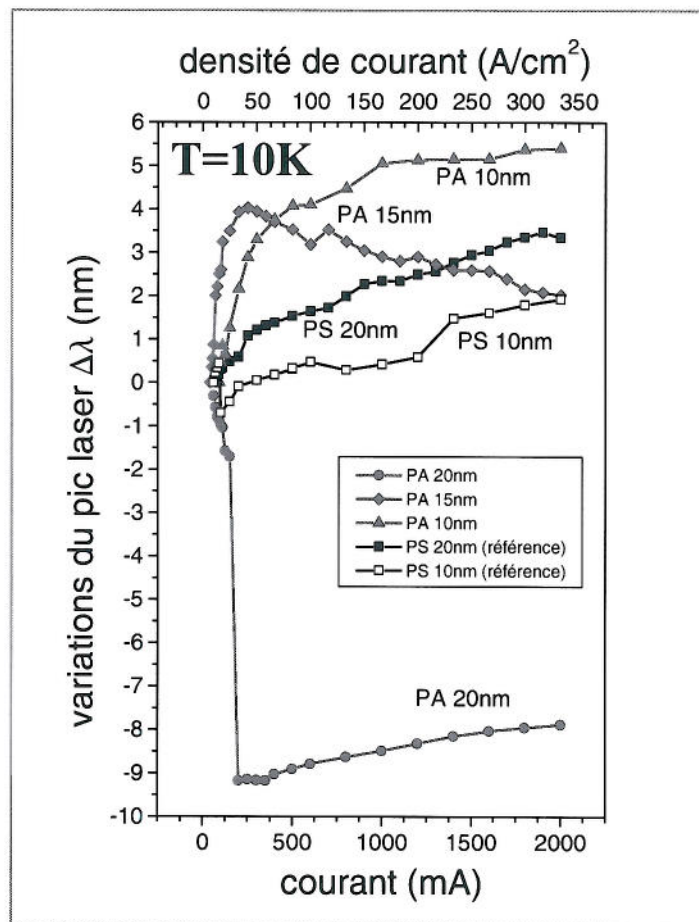


Fig.16 : comparaison à 10K de la variation spectrale  $\Delta\lambda_L$  en fonction du courant d'injection pour des structures à trois puits contenant un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  d'épaisseur 10nm (240), 15nm (241) et 20nm (215) et deux échantillons de référence d'épaisseur 10nm (297) et 20nm (203). Les barrières tunnel  $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$  des 3 structures à trois puits ont une épaisseur de 12nm côté N et 10nm côté P (longueur de cavité 2mm et largeur 300 $\mu$ m). PS : Puits Simple, PA : Puits Actif.

Afin d'interpréter le comportement des structures contenant les barrières tunnel, nous suggérons l'explication qualitative suivante. Quand l'émission laser apparaît, la concentration des porteurs dans le puits actif est gelée à cause de la recombinaison stimulée très rapide via l'interaction avec les photons intra cavité. Néanmoins, quand le champ de charge d'espace augmente, la courbe de gain n'est pas seulement décalée vers les grandes longueurs d'onde mais aussi « aplatie » à cause de la

perte de force oscillateur. Donc, pour maintenir le maximum du gain au niveau des pertes de la cavité, la densité des porteurs au seuil dans le puits actif doit augmenter. Cela signifie qu'une partie des porteurs provenant de l'augmentation du courant est utilisée pour remplir le puits actif, en plus de l'augmentation des porteurs collectés dans les puits de collection et de ceux qui disparaissent par recombinaison radiative. Mais avec l'accroissement de la densité de porteurs dans le puits actif, une fraction de l'intensité du champ de charge d'espace est masquée par le dipôle local produit par la séparation des charges dans le puits actif. Ce dipôle qui joue le rôle d'écran, est d'autant plus intense que le recouvrement des fonctions d'onde associées aux électrons et aux trous du puits actif décroît, donc pour un même champ de charge d'espace cet effet d'écran est plus efficace dans les puits larges. Ceci explique pourquoi pour des courants et des champs de charge d'espace modérés l'émission laser de la diode dont le puits actif fait 10nm de large subit une variation vers les grandes longueurs d'onde moins importante que celle issue du puits de 15nm, mais pour des courants plus importants elle continue à augmenter tandis que celle du puits de 15nm diminue. Plus le puits est large plus les effets couplés d'écran et de remplissage de bande sont efficaces et engendrent une diminution de la longueur d'onde d'émission. Tel est le cas avec la diode laser possédant le puits de 20nm pour laquelle nous observons une diminution continue de  $\lambda_L$  à faible courant à cause des effets d'écran, et ensuite un soudain décalage vers les basses longueurs d'onde que nous attribuons à une transition du maximum du gain, de la bande E1HH1 à la bandes E1HH2. L'idée sous-jacente est que le champ de charge d'espace diminue rapidement le recouvrement des fonctions d'onde ainsi que le gain associé aux transitions entre bandes E1HH1, tandis que pour les transitions E1HH2 le recouvrement et le gain augmentent, rendant possible l'émission laser à une longueur d'onde correspondant à ces transitions interdites, à condition que le quasi-niveau de Fermi des trous excède le niveau HH2 (ce qui est facilement réalisable dans un puits large où la différence d'énergie HH2-HH1 est petite). Le saut de 7nm vers les basses longueurs d'onde correspond bien à la différence d'énergie calculée entre E1HH1 et E1HH2 sous un champ de  $\sim 50$  kV/cm.

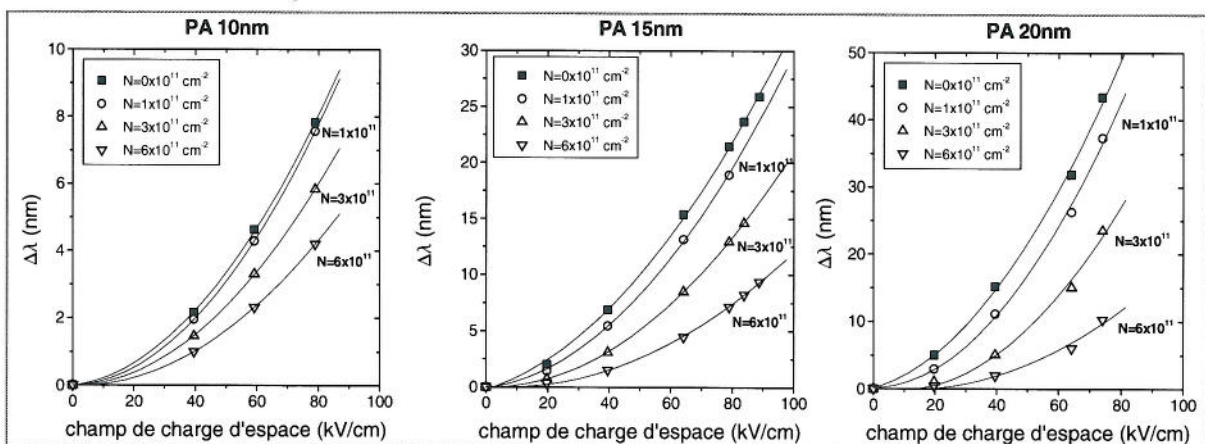


Fig.17 : variation  $\Delta\lambda$  de la transition fondamentale E1HH1 d'un puits quantique  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$  en fonction du champ appliqué pour différentes concentrations  $N$  de porteurs dans ce puits et différentes largeurs de ce dernier. PA : Puits Actif.

Sur la figure 17, nous renforçons l'argumentation précédente par un calcul théorique qui met en évidence l'influence de la densité de porteurs dans le puits actif sur le décalage spectral de l'émission pour différentes largeurs d'un puits quantique  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ . Ce calcul est effectué en supposant une certaine quantité de porteurs dans les puits de collection, donc un certain champ de charge d'espace, qui permet de déterminer un profil de bande et les fonctions d'onde de la structure sans charge dans le puits actif. Ensuite une concentration  $N$  de charges est placée dans le puits actif, répartie dans ce dernier selon la probabilité de présence donnée par les fonctions d'onde précédemment calculées. Enfin l'équation de Poisson est résolue de manière auto-consistante avec l'équation de Schrödinger pour converger vers le profil de bande, avec charges présentes dans le puits actif, dont il est déduit la longueur d'onde d'émission associée à la transition fondamentale. Le résultat montre que plus le puits est large plus l'effet d'écran est important. Par exemple pour un champ de  $80\text{kV/cm}$ , une concentration de porteurs de  $6 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$  divise par 2 la variation de  $\lambda_L$  dans le cas du puits  $10\text{nm}$ , par  $\sim 3$  dans le cas du puits  $15\text{nm}$  et par 5 pour le puits  $20\text{nm}$ .

Nous allons considérer maintenant que le puits quantique est en régime d'émission laser. Dans ce cas nous avons déjà mentionné qu'une augmentation du champ de charge d'espace nécessite forcément une augmentation corrélée de la concentration  $N$  des porteurs dans le puits actif pour compenser la perte de force d'oscillateur. Cependant pour une variation donnée du champ de charge d'espace, nous ne connaissons pas a priori l'augmentation de la densité des porteurs dans le puits actif nécessaire pour que le gain atteigne de nouveau le niveau des pertes (à  $10\text{K}$  il faudrait prendre en compte les effets coulombiens pour essayer de modéliser correctement les variations du gain au seuil en fonction du champ). C'est pourquoi nous allons envisager plusieurs variations possibles de  $N$  quand le champ est augmenté, et regarder dans chaque cas l'évolution de la longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits. Supposons que le champ de charge d'espace soit de  $70\text{kV/cm}$  au seuil laser (comme nous l'avons estimé au chapitre III pour les structures 240, 241 et 215) et que la concentration des porteurs  $N$  soit de  $1 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$ . Si à partir de ce point de fonctionnement le courant est augmenté de telle sorte que le champ passe de  $70\text{kV/cm}$  à  $100\text{kV/cm}$  et que  $N$  est passée à  $3 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$ , alors pour le puits de  $10\text{nm}$ ,  $\lambda_L$  varie de  $\sim 4\text{nm}$  (au lieu de  $6\text{nm}$  si  $N$  était restée inchangée), et pour le puits de  $15\text{nm}$ ,  $\lambda_L$  varie de  $\sim 5\text{nm}$  (au lieu de  $13\text{nm}$  si  $N$  était restée inchangée). Par ailleurs, si on suppose que  $N$  est passée à  $6 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$  au lieu de  $3 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$ , alors pour le puits de  $10\text{nm}$ ,  $\lambda_L$  reste pratiquement inchangée, tandis que pour le puits de  $15\text{nm}$ ,  $\lambda_L$  diminue de  $3\text{nm}$ . Ainsi nous constatons que si le remplissage du puits devient l'effet prépondérant par rapport à la collection des porteurs de charge créant le champ de charge d'espace,  $\Delta\lambda_L$  peut saturer et même devenir négative. Cet effet de remplissage l'emportera d'autant plus que le puits est large (car la perte de force oscillateur est plus grande), que le champ appliqué au puits est important (pour la même raison) et que les barrières sont fuyantes, avec en particulier la mise en jeu des trous légers. Si seul l'effet d'écran rentrait en jeu il y aurait saturation de la variation de  $\lambda_L$  comme nous l'avons déjà expliqué (cf. fig.17) mais pas une diminution vers les courtes longueurs d'onde comme observée à  $10\text{K}$  et à partir de

I~200mA pour la structure dont le puits fait 15nm. Nous allons montrer dans la suite l'importance des trous légers vis-à-vis de la saturation observée de la variation de  $\lambda_L$ .

#### D. Effet de la température et rôle des trous légers

L'évolution de  $\Delta\lambda_L$  quand la température du cryostat est élevée à 100K puis 150K, pour tous les échantillons étudiés dans le paragraphe précédent, est représentée sur les figures 18 et 19. Il s'avère que dans tous les cas l'élévation de température diminue considérablement le décalage spectral. Seul l'échantillon possédant le puits actif de 15nm garde un décalage spectral significatif (~2nm) de son émission laser. A 100K,  $\lambda_L$  pour la structure 215 qui possède le puits actif de 20nm est à 913nm, position spectrale correspondant à des transitions optiques associées à la bande E1HH2, tandis qu'à 150K, où l'effet Stark est considérablement affaibli,  $\lambda_L$  apparaît de nouveau à une longueur d'onde de 923nm, position spectrale correspondant à la bande E1HH1. Cette constatation vient renforcer le fait que le saut de  $\lambda_L$  vers les basses longueurs d'onde à 10K est bien lié à une transition « croisée » E1HH2 dont l'interdiction est levée par la présence du champ de charge d'espace. Comme la température diminue l'intensité du champ de charge d'espace, à 150K la force oscillateur des transitions E1HH2 est insuffisante pour permettre aux modes ayant la longueur d'onde correspondante d'osciller.

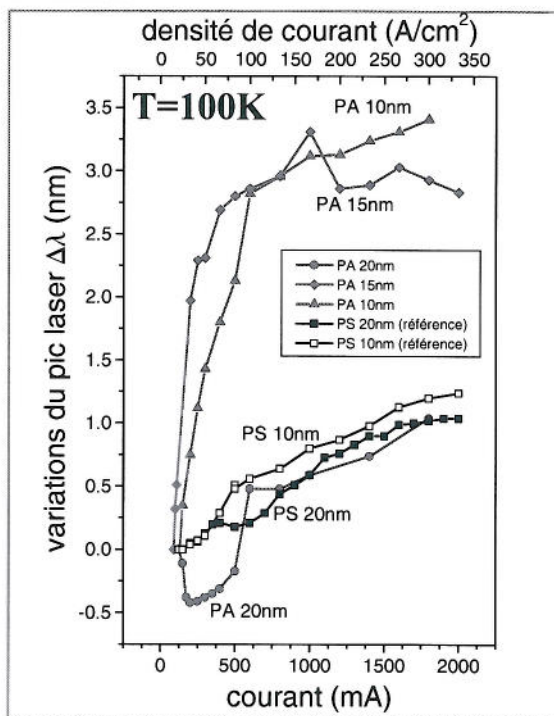


Fig.18 : comparaison à 100K de la variation spectrale  $\Delta\lambda_L$  en fonction du courant d'injection pour des structures à trois puits contenant un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  d'épaisseur 10nm (240), 15nm (241) et 20nm (215) et deux échantillons de référence d'épaisseur 10nm (297) et 20nm (203). Les barrières tunnel  $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$  des 3 structures à trois puits ont une épaisseur de 12nm côté N et 10nm côté P (longueur de cavité 2mm et largeur 300 $\mu m$ ).

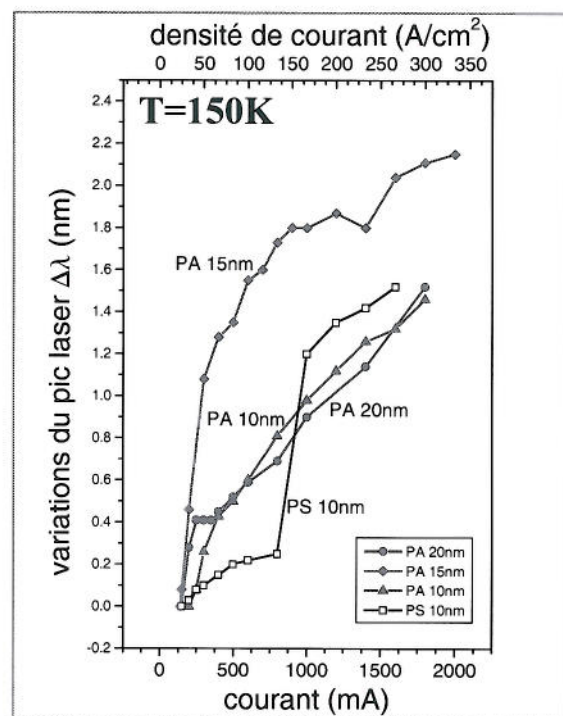


Fig.19 : comparaison à 150K de la variation spectrale  $\Delta\lambda_L$  en fonction du courant d'injection pour des structures à trois puits contenant un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  d'épaisseur 10nm (240), 15nm (241) et 20nm (215) et deux échantillons de référence d'épaisseur 10nm (297) et 20nm (203). Les barrières tunnel  $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$  des 3 structures à trois puits ont une épaisseur de 12nm côté N et 10nm côté P (longueur de cavité 2mm et largeur 300 $\mu m$ ).



Il est indispensable pour expliquer l'affaiblissement avec la température de considérer une fuite des barrières tunnel, s'accroissant avec la température. D'après nos calculs du chapitre II, le temps d'échappement thermoionique des électrons est  $\sim 10$  ns pour les électrons dans le puits de collection côté N à 150K tandis que celui des trous lourds est  $\sim 1$  ns à 100K et  $\sim 0.1$  ns à 150K (nous rappelons que dans ce cas les barrières contiennent 30% d'aluminium). Certes le temps d'échappement des trous lourds devient conséquent à 150K mais pas suffisant pour expliquer une disparition quasi totale du décalage à cette température. Ceci est d'autant plus vrai à la température de 100K. En fait nous attribuons cette diminution de variation en longueur d'onde au transfert des trous légers du puits de collection côté P vers le puits actif. Ces derniers sont responsables de la diminution de la résistance au transport des charges apportée par la barrière tunnel côté P, car quand la température augmente la bande d'énergie correspondant à ces porteurs se remplit plus facilement. De plus ils renforcent l'effet d'écran du champ de charge d'espace.

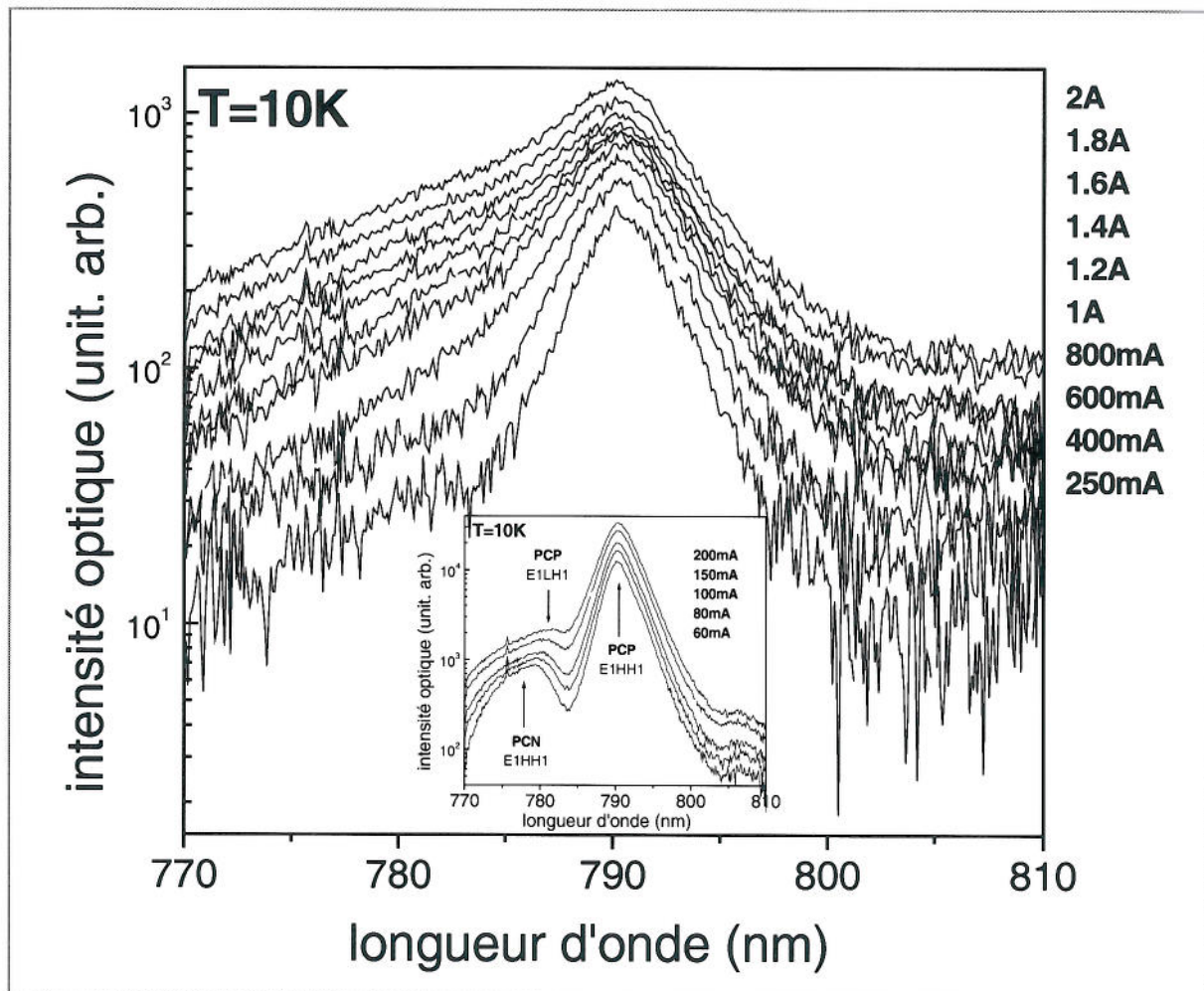


Fig.20 : spectres d'électroluminescence à 10K des puits de collections, détectés par la surface, en régime laser pour l'échantillon 241 possédant un puits quantique actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  de 15nm et barrières tunnel  $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$  de 12nm côté N et 10nm côté P. L'insert montre le régime des courants d'injection inférieurs à 200mA. PCP : Puits de Collection côté P, PCN : Puits de Collection côté N.

Pour analyser plus en profondeur l'effet des trous légers et les incriminer encore plus comme responsables de la limitation du champ de charge d'espace, nous nous proposons de corrélérer l'électroluminescence des puits de collection avec les variations spectrales de l'émission laser dans le cas de l'échantillon 241 possédant le puits actif de 15nm, à l'aide de la figure 20. Cette figure représente l'évolution du spectre émis par les puits de collection quand le courant est augmenté. En insert est représenté le même type de figure mais pour des courants plus faibles et plus proches du courant de seuil laser  $I_{th}=60mA$ . On constate dans ce régime de courant qu'en plus des pics d'électroluminescence provenant des transitions E1HH1 des deux puits de collection un autre pic commence à émerger pour un courant d'injection de  $\sim 200mA$ . Nous attribuons ce pic aux transitions E1LH1 mettant en jeu les trous légers dans le puits de collection côté P. La position spectrale correspond bien avec l'écart théorique de 21meV attendue entre les niveaux fondamentaux des trous lourds et légers. Pour des courants compris entre 250mA et 800mA la pente du spectre dans la gamme des longueurs d'onde comprises entre 770nm et 780nm augmente pour finir par saturer à 800mA (les spectres correspondant à cette plage de courant sont plus bruités qu'à faible courant car l'émission a été atténuée pour ne pas saturer la caméra CCD avec le pic laser issu du puits actif). Nous expliquons ce comportement par l'élévation de température électronique dans les bandes des trous avec l'injection de courant, et qui s'arrête à 800mA, car tous les trous supplémentaires injectés à travers les niveaux des trous légers "tunnellent" rapidement vers le puits actif (le temps tunnel des trous léger pour les barrières concernées est estimé, à l'aune de celui des trous lourds, inférieur à 10ps). Sur la figure 16, le courant où la saturation de  $\lambda_L$  apparaît, dans le cas de l'échantillon 241, correspond bien au courant nécessaire à l'émergence du pic d'électroluminescence des trous légers dans le puits de collection côté P. Cette constatation renforce donc fortement l'argumentation mettant en cause les trous légers comme source de saturation du mécanisme que nous proposons pour accorder la longueur d'onde laser.

### ***E. Variation de la longueur d'onde avec des structures 111***

L'effet Stark quantique confiné étant quadratique on s'attend à ce que la variation en longueur d'onde de la raie laser soit renforcée si au seuil laser il y a déjà un champ électrique agissant au sein du puits actif. Nous avons vu que dans les structures épitaxiées sur substrat (100) il existe déjà un champ de charge d'espace important au seuil laser à cause de l'accumulation d'une quantité conséquente de porteurs dans les puits de collection. Ce champ de charge d'espace, bien qu'il facilite la variation spectrale de la raie laser, possède quelques effets indésirables. Par exemple, la forte concentration de trous dans le puits de collection côté P favorise même à basse température un transfert très rapide des trous légers du puits de collection côté P vers le puits actif, contribuant à la saturation du mécanisme de variation par effet Stark. De plus, le décalage spectral de l'émission du puits actif s'opérant en dessous du seuil laser n'est pas intéressant. Il vaut mieux donc essayer de reporter cette variation sur le régime laser. Pour cela il faut diminuer l'épaisseur des barrières tout en restant dans un régime d'effet Stark efficace. Les structures (111) où le puits actif contient un champ

piézoélectrique permettent une telle optimisation, en évitant de trop charger la structure au seuil et en exploitant la nature quadratique de l'effet Stark. C'est pourquoi nous pensons que le choix (111) offre la meilleure configuration pour la variation en longueur d'onde en régime laser par effet Stark.

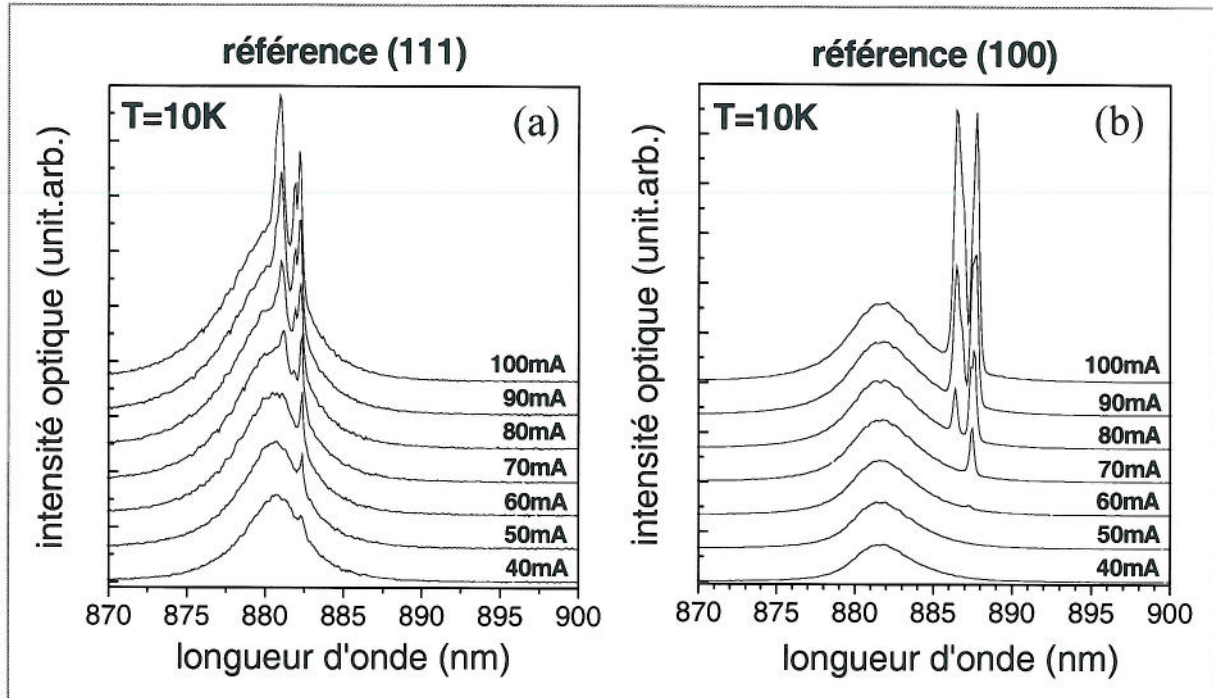


Fig.21 : spectre à 10K d'électroluminescence, au voisinage du seuil laser, détectés par la surface des diodes lasers (a) 296 et (b) 297, en régime d'injection pulsée avec un rapport cyclique de 1%, en fonction du courant  $I$  qui varie de 40mA à 100mA. Ces deux échantillons contiennent un puits unique  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  de 10nm, et diffèrent seulement par l'orientation du substrat, (111) pour 296 et (100) pour 297.

Sur les figures 21(a) et (b) sont représentés les spectres d'électroluminescence à la transition du seuil laser pour l'échantillon 296 contenant un puits  $In_{0.1}Ga_{0.9}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  de 10nm épitaxié sur substrat (111) ainsi que ceux de la structure 297 identique excepté l'orientation (100) du substrat. Le champ piézoélectrique présent dans le puits actif de l'échantillon 296 est  $\sim 90kV/cm$ . La longueur de la cavité est à chaque fois de 2mm. Nous remarquons que l'émission laser apparaît quasiment au sommet de la raie d'électroluminescence dans le cas (111) contrairement au cas (100) où un décalage de 5nm existe et que nous avons déjà discuté dans le cadre des figures 5 et 6.

Par ailleurs le courant de seuil laser pour l'échantillon (111) est plus bas que celui de l'échantillon (100). Ce dernier point est contraire à ce que nous attendions car le champ piézoélectrique qui réduit la force oscillateur de la transition fondamentale, et donc le gain, oblige à avoir une quantité de porteurs dans le puits actif plus importante pour compenser les pertes. On pourrait certes conjecturer que la diode (100) testée possède plus de pertes intrinsèques, par exemple qu'elle possède plus de défauts, cependant on retrouve le même résultat en testant plusieurs diodes différentes. Il se pourrait aussi que toutes les diodes (100) que nous ayons fabriquées soient moins bien clivées que les diodes (111) entraînant des pertes par diffusion au niveau des miroirs. Cependant

ces pertes ont ici une influence totalement négligeable du fait de la grande longueur de la cavité. En outre, il a déjà été observé par Fleischmann et collaborateur [Flei01] que le courant de seuil laser à température ambiante pour des structures (111) était comparable à celui des structures (100). Pour des cavités de 2mm et des larges rubans, ils ont obtenu des seuils de  $200\text{A}/\text{cm}^2$  pour une concentration de 20% d'indium, chutant à  $75\text{A}/\text{cm}^2$  pour une concentration de 30% du fait de la réduction de la masse effective des trous lourds quand le taux d'indium augmente. En ce qui concerne nos échantillons à température ambiante, pour des cavités identiques nous obtenons des seuils de  $50\text{A}/\text{cm}^2$  pour une concentration d'indium de 10%.

Le fait que l'émission laser soit plus proche du maximum de l'émission spontanée dans le cas (111) va dans le sens d'une diminution du gain sous l'effet du champ piézoélectrique. En effet si on suppose que les pertes dans les deux échantillons sont identiques, l'écart des niveaux de Fermi doit être plus grand dans le cas (111) afin que le maximum du gain (plus faible que dans le cas (100) à niveaux de Fermi identiques) les compense. Ainsi la longueur d'onde du maximum de la courbe de gain va se rapprocher de celle du maximum de l'émission spontanée comme l'illustre la figure 6. Avoir un écart des niveaux de Fermi au seuil laser plus important dans le cas (111) équivaut à avoir plus de porteurs dans le puits actif pour un même courant d'injection. Il reste à expliquer pourquoi pour un même courant plus de porteurs peuvent s'accumuler dans le puits actif (111).

La densité de courant total  $J_{\text{tot}}$  sous-seuil est égale à la somme de la densité de courant spontané  $J_{\text{spont}} = qd_z \int R_{\text{sp}}(\hbar\omega) d\hbar\omega$  et de la densité de courant associée aux recombinaisons non radiatives  $J_{\text{nr}} = qNd_z/\tau_{\text{nr}}$ , avec  $q$  la charge élémentaire de l'électron,  $d_z$  la largeur du puits,  $N$  la concentration des porteurs,  $R_{\text{sp}}$  le taux d'émission spontanée et  $\tau_{\text{nr}}$  la durée de vie effective des porteurs subissant des recombinaisons non radiatives. Pour une même concentration de porteurs,  $R_{\text{sp}}$  est plus faible dans le cas (111) que dans le cas (100) induisant aussi un courant par recombinaison spontanée plus faible. Donc pour une densité identique de porteurs dans le puits actif entre (111) et (100), le courant total est moins important dans l'échantillon (111). De façon réciproque, à courant identique il y aura alors plus de porteurs dans le puits actif (111) que dans le puits (100) expliquant ainsi la position de la raie laser dans le cas (111) (cf.fig.22(a)). Pour un gain au seuil constant, Chow et collaborateurs [Chow99] ont calculé pour des puits quantiques InGaN/GaN que le courant de recombinaison spontanée en fonction de l'épaisseur du puits passait par un minimum autour de 3.5nm à cause du champ piézoélectrique, expliquant ainsi le seuil plus bas pour les diodes possédant ces largeurs de puits. Nous proposons dans notre cas le même type d'explication, à savoir que la perte de force oscillateur nécessitant plus de porteurs dans le puits, donc un courant d'injection plus élevé pour atteindre le régime laser, est compensée par la diminution du courant spontané qui permet de remplir plus vite le puits pour des courants plus faibles. L'augmentation relative de porteurs dans le puits actif (111) résultant du champ permet au maximum de la courbe de gain d'atteindre les pertes pour un

courant d'injection plus faible que dans le cas (100). Ainsi le courant de seuil plus faible dans le cas de structure contenant un champ est explicable.

Pour vérifier que le plus bas seuil obtenu par l'échantillon (111) n'est pas lié à des effets de localisation nous avons effectué les mêmes mesures à 150K. Les figures 22 (a) et (b) montrent que le seuil de la diode laser (111) est  $\sim 125\text{mA}$ , valeur toujours plus basse que celle de la diode (100) estimée à  $\sim 150\text{mA}$ . On constate aussi que la présence du champ piézoélectrique est révélée par les contributions E1HH2 dans les spectres issus du puits (111) que nous avons repérées par une flèche sur la figure 22(a).

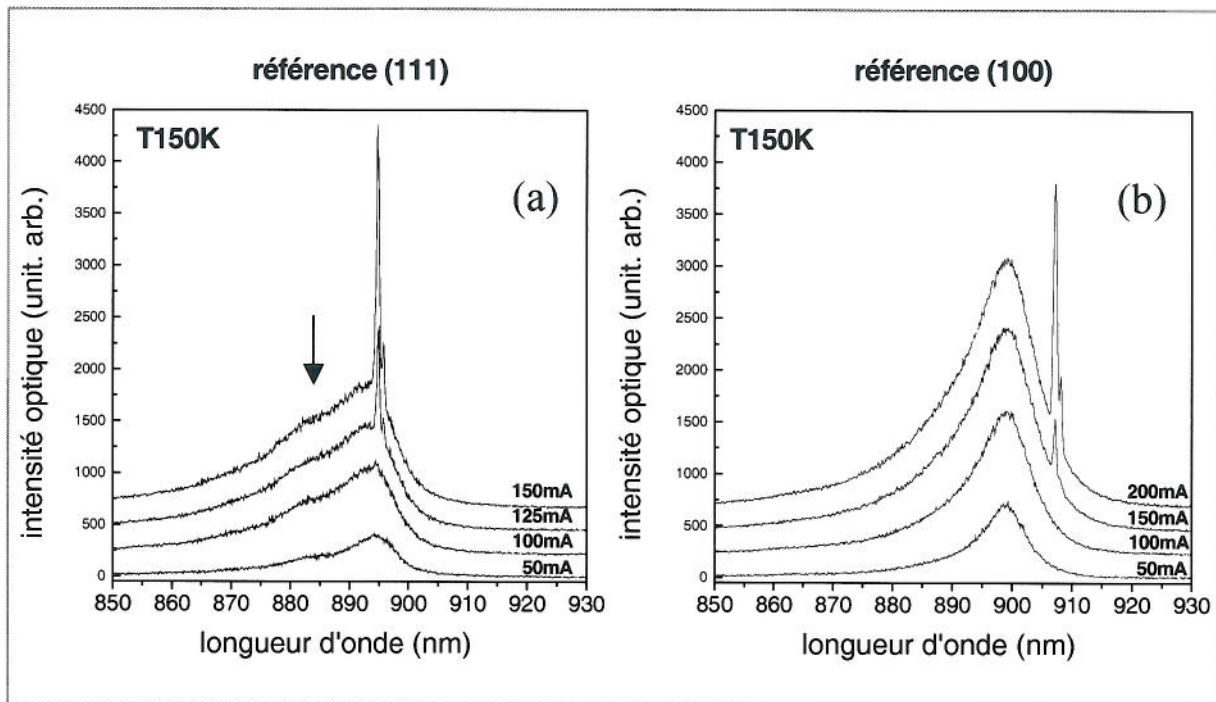


Fig.22 : spectre à 150K d'électroluminescence, au voisinage du seuil laser, détectés par la surface des diodes lasers (a) 296 et (b) 297 en fonction du courant dans les mêmes conditions que la figure 22.

Les figures 23 et 24 résument à 10K et 100K les variations de la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_L$  lorsque le puits quantique actif contient un champ piézoélectrique. Pour les trois échantillons le puits actif  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  possède une largeur de 10nm. Les barrières tunnel ont une épaisseur de 12nm côté N et 10nm côté P pour l'échantillon 291 qui est donc identique à l'échantillon 240 étudié au début de ce chapitre excepté l'orientation cristallographique du substrat, et une épaisseur de 10nm côté N et 8nm côté P pour l'échantillon 295. L'émission laser issue de l'échantillon 291 à 10K subit une augmentation spectrale de 2.5nm entre le courant de seuil et 300mA puis entame une décroissance de 2nm entre 700mA et 2000mA. L'échantillon 295 quant à lui exhibe une variation de 5nm avec une saturation de la variation s'opérant pour un courant d'injection de  $\sim 600\text{mA}$ . Il est très intéressant de constater que la longueur d'onde laser de l'échantillon de référence (111) varie légèrement vers les courtes longueurs d'onde sur toute la plage de courant considérée, confirmant ainsi que les effets thermiques ne jouent aucun rôle sur le décalage en longueur d'onde de l'émission laser.

A 100K la longueur d'onde d'émission de l'échantillon 291 ne se décale que de 1nm tandis que celle de l'échantillon 295, dont les barrières sont plus fines, varie de plus de 4nm. Cette variation à 100K est le meilleur résultat obtenu pour l'instant à cette température.

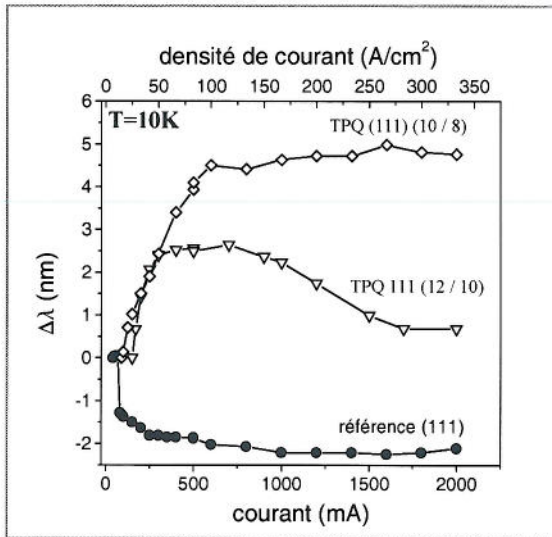


Fig.23 : comparaison à 10K de la variation spectrale  $\Delta\lambda_L$  en fonction du courant d'injection pour des structures 291 et 295 et un échantillon de référence 296, épitaxiés sur substrat (111) et contenant tous un puits  $In_{0,1}Ga_{0,9}As$  d'épaisseur 10nm. Les structures (TPQ) possèdent des barrières tunnel  $Al_{0,30}Ga_{0,70}As$  d'épaisseur 12nm côté N et 10nm côté P (12/10) pour 291 et d'épaisseur 10nm côté N et 8nm côté P (10/8) pour 295.

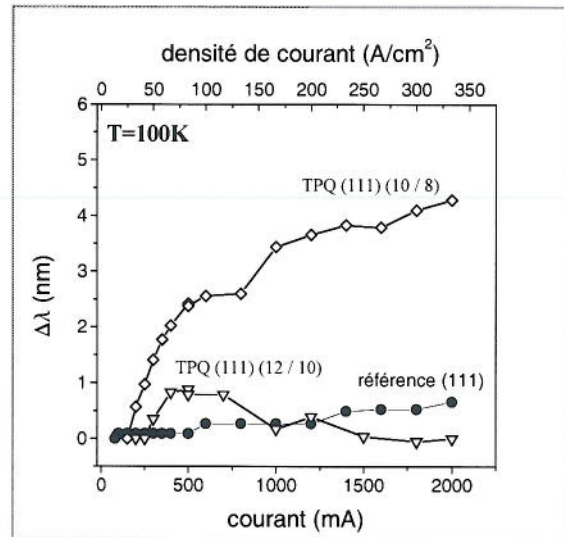


Fig.24 : comparaison à 100K de la variation spectrale  $\Delta\lambda_L$  en fonction du courant d'injection pour des structures 291 et 295 et un échantillon de référence 296, épitaxiés sur substrat (111) et contenant tous un puits  $In_{0,1}Ga_{0,9}As$  d'épaisseur 10nm. Les structures (TPQ) possèdent des barrières tunnel  $Al_{0,30}Ga_{0,70}As$  d'épaisseur 12nm côté N et 10nm côté P (12/10) pour 291 et d'épaisseur 10nm côté N et 8nm côté P (10/8) pour 295.

Avec ces résultats nous constatons que la présence du champ piézoélectrique diminue de moitié la variation de  $\lambda_L$  si les barrières restent de la même épaisseur que dans le cas (100), comme le montre la comparaison entre les échantillons 291 et 240 sur la figure 25. Nous expliquons cette observation avec l'effet d'écran intra-puits qui est d'autant plus fort que le champ dans le puits augmente. En outre à 10K, il est possible dans les structures (111) avec des barrières plus fines d'atteindre une plage de variation de la longueur d'onde identique à celle obtenue pour un puits (100) montrant ainsi que le champ piézoélectrique est une aide indéniable pour augmenter les performances de la structure. Comme les barrières sont plus fines, moins de charges sont accumulées dans les puits de collection pour un courant donné. En particulier moins de trous dans le puits de collection côté P. C'est pourquoi l'augmentation de la température de 10K à 100K est moins néfaste à la variation de  $\lambda_L$  dans le cas de la structure (111) dont les barrières font 10nm et 8nm d'épaisseur respectivement côté N et côté P par rapport à la structure (100) où les épaisseurs sont 12nm et 10nm. En effet quand la température augmente, la bande des trous légers commence à se peupler dans le puits de collection côté P, ralentissant ainsi l'effet d'accumulation (car la barrière est moins résistante vis-à-vis des trous légers), mais la quantité de trous légers mise en jeu étant proportionnelle à la quantité totale de trous

collectés, la fuite de la structure est moins importante dans le cas de l'échantillon 295 comparé à celle de l'échantillon 240. Par ailleurs la figure 27, qui compare les échantillons 240, 241 et 295 possédant tous les mêmes barrières tunnel, révèle que non seulement la perte du décalage par effet d'écran augmente quand le puits s'élargit (cf. structure 215) mais aussi quand le champ dans le puits est important (cf. structure 291).

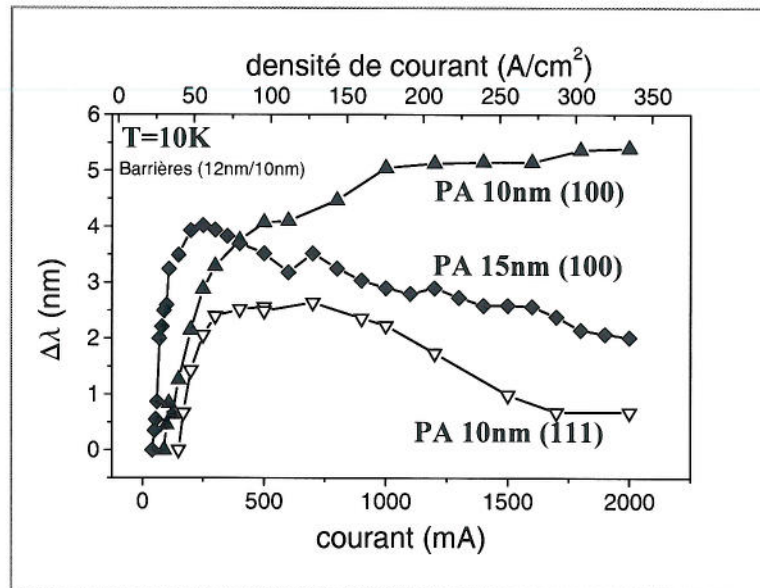


Fig.25 : comparaison du décalage à 10K de l'émission laser  $\Delta\lambda_L$  en fonction du courant d'injection pour trois structures, 240, 241 et 291, contenant un puits quantique actif  $In_{0.1}Ga_{0.9}As$  et à chaque fois des barrières tunnel identiques. Les différences importantes sont que 240 possède un Puits Actif (PA) d'épaisseur 10nm et orienté (100), 241 un puits actif d'épaisseur 15nm aussi orienté (100) et 291 un puits actif d'épaisseur 10nm orienté (111).

## F. Conclusion

Nous avons démontré que la longueur d'onde  $\lambda_L$  d'un laser ruban pouvait être accordée grâce à l'effet Stark quantique confiné. Une variation de  $\lambda_L$  de 5nm a été enregistrée à 10K et de 2nm à 150K pour des structures (100) et de 4nm à 100K pour une structure (111). La principale limitation de cette variation à basse température est le transfert des trous légers du puits de collection côté P quand leur bande commence à être remplie. Quand la température augmente, la participation des trous légers au transfert des porteurs du puits de collection côté P dans le puits actif et le remplissage de bande dans le puits actif ont été identifiés comme les processus limitant le décalage en longueur d'onde de l'émission laser à plus hautes températures. Il a ensuite été trouvé que le seuil laser des structures (111) est plus faible que les structures (100). Finalement, la présence d'un champ piézoélectrique facilite la variation  $\Delta\lambda_L$  de la longueur d'onde d'émission laser permettant en même temps une accumulation moins grande des porteurs dans la structure et ainsi une meilleure tenue en température de  $\Delta\lambda_L$ .

## Références :

- [Ahm02] M. Ahmed, and M. Yamada, "Influence of Instantaneous Mode Competition on the Dynamics of Semiconductor Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 38, N° 6, pp. 682-692, (2002).
- [Alfr00] Z. Alferov, "Double Heterostructure Laser: Early Days and Future Perspectives", IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 6, N°6, pp. 832-840, (2000).
- [Avru97] I. A. Avrutsky, R. Gordon, R. Clayton, and J. M. Xu, "Investigations of the Spectral Characteristics of 980-nm InGaAs-GaAs-AlGaAs Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 33, N° 10, pp. 1801-1809, (1997).
- [Alal95] M. R. Alalusi and R. B. Darling, "Effects of Nonlinear Gain on Mode-Hopping in Semiconductor Laser Diodes", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 31, N° 7, pp. 1181-1192, (1995).
- [Blood] P. Blood, "On the Dimensionality of Optical Absorption, Gain, and Recombination in Quantum-Confining Structures", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 36, N° 3, pp. 354-362, (2000).
- [Chi88] S.R. Chinn, P.S. Zory, and A.R. Reisinger, "A Model for GRIN-SCH-SQW Diode Lasers", IEEE J. Quantum Electron. 24, pp. 2191-2214 (1988).
- [Cho94] W.W. Chow, S.W. Koch, and M. Sargent III, *Semiconductor-Laser Physics*. Springer-Verlag, Berlin, (1994).
- [Chow99] W.W. Chow, H. Amano, T. Takeuchi, and J. Han, "Quantum-well width dependence of threshold current density in InGaN lasers", Applied Physics Letters, Vol.75, N°2, pp. 244-246, (1999).
- [Col95] L.A. Coldren, S.W. Corzine, "Diode Lasers and photonic Integrated Circuits", John Wiley & Sons, (1995).
- [Cole00] J.J Coleman, " Strained-Layer InGaAs Quantum-Well Heterostructure Lasers", IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 6, N° 6, pp. 1068-1013, (2000).
- [Cole92] J. J. Coleman, K. J. Beernink, and M. E. Givens, "Threshold Current Density in Strained Layer In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-GaAs Quantum-Well Heterostructure Laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28, N°10, pp. 1983-1989, (1992).
- [Cor93] S.W. Corzine, R.H. Yan, and L.A. Coldren, *Quantum Well Laser*, édité par P.S. Zory. New York: Academic, (1993), chapitre 1.
- [Flei01] T. Fleischmann, M. Moran, M. Hopkinson, H. Meidia, G. J. Rees, A. G. Cullis, J. L. Sánchez-Rojas, J. I. Izpura, "Strained layer (111)B GaAs/InGaAs single quantum well lasers and the dependence of their characteristics upon indium composition", Journal of Applied Physics, Vol. 89, N°9, pp. 4689-4696, (2001).
- [Hake77] H. Haken, *Synergetics*, Springer Verlag, (1977).
- [Henr80] C. H. Henry, R. A. Logan, and F. R. Merritt, "Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs buried heterostructure lasers", Journal of Applied Physics, Vol. 51, N°6, pp. 3042-3050, (1980).
- [Hori00] H. Horie, N. Arai, Y. Yamamoto, and S. Nagao, "Longitudinal-Mode Characteristics of Weakly Index-Guided Buried-Stripe Type 980-nm Laser Diodes with and without Substrate-Mode-Induced Phenomena", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 36, N°12, pp. 1454-1461, (2000).
- [Hsu97] C.-F. Hsu, P. Zory, C.-H. Wu, M. A. Emanuel, "Coulomb Enhancement in InGaAs-GaAs Quantum-Well Lasers", IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electronics, Vol. 3, N° 2, pp. 158-165, (2000).
- [Ishi81] H. Ishikawa, H. Imai, T. Tanahashi, and M. Takusagawa, "Longitudinal mode behaviors of transverse-mode-stabilized InGaAsP/InP double-heterostructure laser", Applied Physics Letters, Vol.38, N°12, pp. 962-964, (1981).
- [Keat99] T. Keating, S. H. Park, J. Minch, X. Jin, S. L. Chuang, and T. Tanbun-Ek, "Optical gain measurements based on fundamental properties and comparison with many-body theory", Journal of Applied Physics, Vol. 86, N°6, pp. 2945-2952, (1999).
- [Naka78] M. Nakamura, K. Aiki, N. Chinone, R. Ito, and J. Umeda, "Longitudinal-mode behaviors of mode-stabilized Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As injection Lasers", Journal of Applied Physics, Vol. 49, N°9, pp. 4644-4648, (1978).



[Ogas88] N. Ogasawara and R. Ito, "Longitudinal Mode Competition and Asymmetric Gain Saturation in Semiconductor Injection Laser. II. Theory", Japanese Journal of Applied Physics Vol. 27, N°4, pp. 615-626, (1988).

[Rose98] E. Rosencher, B. Vinter, *Optoélectronique*, Masson (1998).

[Sarg93] M. Sargent III, "Theory of a multimode quasiequilibrium semiconductor laser", Physical Review A, Vol. 48, N°1, pp. 717-726, (1993).

[Stoh01] J. Stohs, D. J. Bossert, D. J. Gallant, and S.R. J. Brueck, "Gain, Refractive Index Change, and Linewidth Enhancement Factor in Broad-Area GaAs and InGaAs Quantum-Well Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 37, N° 11, pp. 1449-1459, (2001).

[Take02] T. Takeuchi, Y.-L. Chang, A. Tandon, D. Bour, S. Corzine, R. Twist, M. Tan, and H.-C. Luan, "Low threshold 1.2  $\mu\text{m}$  InGaAs quantum well lasers grown under low As/III ratio", Applied Physics Letters, Vol.80, N°14, pp. 2445-2447, (2002).

[Wag93] M. Wagner, and H. Mizuta, "Complex-energy analysis of intrinsic lifetimes of resonances in biased multiple quantum wells", Physical Review B, Vol. 48, N°19, pp. 14393-14406, (1993).

[Yama80] M. Yamada, Y. Suematsu, "Analysis of gain suppression in undoped injection lasers", Journal of Applied Physics, Vol. 52, N°4, pp. 2653-2664, (1980).

**Annexe:** schémas de la zone active de l'ensemble des structures étudiées. Les commentaires donnent les informations recherchées selon les différents paramètres utilisés.

orientation du substrat	N°	dessin schématique	Puits de Collection N/Barrière/Puits Actif/Barrière/Puits de Collection P (nm)	commentaires	
100	240		4,5/12/10/10/6 Ga/Al30%/In10%/Al30%/Ga	effet de la largeur du puits actif	effet de la profondeur des puits de collection
100	241		4,5/12/15/10/6 Ga/Al30%/In10%/Al30%/Ga		
100	215		4,5/12/20/10/6 Ga/Al30%/In10%/Al30%/Ga		
100	234		8/8/20/8/11 Ga/Al30%/In10%/Al30%/Ga	effet de l'épaisseur de la barrière	
100	235		8/6/20/6/11 Ga/Al30%/In10%/Al30%/Ga		
100	187		4,5/12/20/10/6 In10%/Al30%/In10%/Al30%/In10%	effet de l'épaisseur de la barrière	effet de la profondeur des puits de collection
100	185		4,5/10/20/8/6 In10%/Al30%/In10%/Al30%/In10%		
100	203		20 Al20%/In10%/Al20%	référence 100 Puits Actif épais	
100	216		4,5/7,1/20/6,6/6 Ga/Al60%/In10%/Al60%/Ga	effet de l'épaisseur de la barrière	effet de la hauteur de la barrière
100	217		4,5/9/20/6,6/6 Ga/Al60%/In10%/Al60%/Ga		
100	218		4,5/5/20/5/6 Ga/Al60%/In10%/Al60%/Ga		
100	269		4,5/12/10/10/6 Ga/Al30%/In20%/Al30%/Ga	effet de la profondeur du Puits Actif	effet de la hauteur de la barrière
100	267		4,5/12/10/10/6 Ga/Al+40%/In20%/Al+40%/Ga		
100	270		4,5/13/13/11/6 Ga/Al30%/In10%/Al30%/Ga	effet de la largeur du puits actif	effet de l'épaisseur de la barrière
100	297		10 Al20%/In10%/Al20%	référence 100 Puits Actif mince	
111	296		10 Al20%/In10%/Al20%	référence 111 Puits Actif mince	
111	272		4,5/12/10/10/6 Ga/Al30%/In10%/Al30%/Ga	pas d'émission laser à 10K	
111	291		4,5/12/10/10/6 Ga/Al30%/In10%/Al30%/Ga	effet du champ piézoélectrique	effet de l'épaisseur de la barrière
111	295		4,5/10/10/8/6 Ga/Al30%/In10%/Al30%/Ga		
100	204		4,5/12/20/10/6 Ga/Al30%/Ga/Al30%/Ga	effet de la profondeur du Puits Actif	échantillon de référence sans indium
100	205		sup(4,5/5)/20/sup(6/5) (Ga/Al20%)/Al30%/Ga/Al30%/ (Ga/Al20%)	effet du transport des porteurs dans la zone de confinement	
100	188		sup(4,5/5)/12/20/10/sup(6/5) (Ga/Al20%)/Al30%/Ga/Al30%/ (Ga/Al20%)		

# Conclusion

L'objectif de ce travail de thèse était de démontrer un concept original pour accorder la longueur d'onde d'émission d'une diode laser à puits quantiques. Nous avons prouvé que ce concept, qui repose sur une ingénierie particulière du diagramme de bande d'énergie de la zone active, comprenant une barrière tunnel et un puits de collection de chaque côté du puits actif, est effectivement réalisable. L'intérêt principal de notre approche par rapport aux solutions existantes repose sur la simplicité du principe mis en œuvre. En effet le courant d'injection est l'unique commande de contrôle faisant varier la longueur d'onde d'émission.

La première étape de notre démonstration a consisté à déterminer et à contrôler en dessous du seuil laser la distribution des porteurs de charges au cœur de la zone active proposée. Ainsi une variation spectrale de plus de 100nm de l'électroluminescence a été atteinte pour certaines diodes que nous avons fabriquées. Nous avons montré qu'il est possible d'appliquer l'effet Stark quantique confiné dans une diode polarisée en direct grâce à l'utilisation de barrières tunnel. Les variations classiques de cet effet en fonction de la largeur du puits ont été retrouvées, cependant des caractéristiques propres à l'injection directe ont été observées telles des bistabilités sur la longueur d'onde d'émission pouvant atteindre une amplitude de 10nm et l'apparition de la luminescence des transitions interdites à cause du remplissage de bande. Cette étude nous a conduits par ailleurs à constater que la résistance expérimentale des barrières  $\text{Al}_y\text{Ga}_{y-1}\text{As}$  face au transfert des porteurs de charges ne s'accorde pas avec celle extraite de la formule semi-classique, excepté quand  $y=60\%$ . Finalement un champ de charge d'espace de 30kV/cm a réussi à être créé à température ambiante.

Au-dessus du seuil, nous avons démontré que la modulation du champ de charge d'espace permet d'obtenir une variation de 5nm de la raie laser à 10K lorsque la densité de courant varie de  $10\text{A}/\text{cm}^2$  à  $200\text{A}/\text{cm}^2$ . A 150K bien que toujours présent, l'effet ne permet d'atteindre qu'un décalage de 2nm dans l'état actuel de notre optimisation. La structure proposée doit être améliorée pour contrecarrer le remplissage de bande, l'écrantage du champ de charge d'espace par les porteurs intra-puits, et le transfert des trous légers. Les deux premiers points nécessitent une longue cavité optique et des puits de largeur inférieure ou égale à 10nm. Pour maîtriser le transfert des trous légers nous proposons de supprimer le puits de collection côté P et de dimensionner la barrière tunnel correspondante afin de la rendre suffisamment résistante vis-à-vis de ces porteurs. Finalement nous avons montré que l'utilisation d'un champ piézoélectrique est une aide intéressante pour appliquer le concept démontré au cours de cette thèse.

Fort de l'expérience acquise durant cette thèse, on pourra par la suite améliorer le diagramme de bande pour augmenter la plage de variation de la longueur d'onde d'émission et pour accorder cette dernière à température ambiante. L'utilisation de notre principe dans un laser DFB pourrait aussi permettre de réaliser une émission monomode accordable en faisant varier l'indice effectif de la cavité grâce au contrôle des porteurs accumulés dans les zones de confinement.

---

**RESUME en français**

Cette thèse a pour but de démontrer la faisabilité de l'accord en longueur d'onde d'émission d'une diode laser à puits quantique par effet Stark quantique confiné. Cela passe par une ingénierie particulière des bandes d'énergies de la région active de la diode laser afin de créer en son sein un champ de charge d'espace, modifiant ainsi la position spectrale de l'émission du dispositif. Grâce à des barrières tunnel, ce champ est réglable par le seul courant d'injection. Cette solution peut s'avérer moins coûteuse que les dispositifs existants, tout en étant compacte, en possédant un temps de commutation rapide et un décalage spectral conséquent. Le travail expérimental est basé sur la réalisation et la caractérisation optique et électrique d'une multitude de dispositifs nécessaires pour comprendre le rôle des nombreux paramètres du problème. La comparaison expérimentale entre la mise en évidence classique de l'effet Stark et sa mise en œuvre sous injection électrique, ainsi qu'une modélisation des états confinés sous champ ont révélé que le remplissage de bande et l'écrantage intra puits sont des phénomènes-clés dont il faut tenir compte dans la conception du dispositif. Des puits actifs d'épaisseur supérieure à 15 nm ainsi que des longueurs de cavité sans miroir diélectrique inférieures à 1 mm sont en particulier déconseillés en régime laser. Le design de bande proposé nous a permis de quantifier le temps de transfert des porteurs à travers les barrières tunnel AlGaAs utilisées, temps pouvant atteindre plus de 100  $\mu$ s pour les trous lourds selon les paramètres de cette barrière. Une modélisation des courbes de gain a permis d'expliquer les sauts de longueur d'onde observés. Des variations de l'émission de plus de 100 nm en dessous du seuil laser et de 5 nm au dessus ont été atteintes expérimentalement pour des hétérostructures InGaAs/AlGaAs émettant à 900nm.

**TITRE en anglais**

Tunable laser diode by quantum-confined Stark effect

---

**RESUME en anglais**

This thesis deals with demonstrating the possibility to tune the spectral output of laser diodes, below and above threshold, by applying the quantum-confined Stark effect. To achieve this the active region of the laser diode is band-gap engineered such that during operation a space-charge field develops in it and tunes the device's spectral output. Thanks to tunnelling barriers this field depends only on the injection current. This solution is likely to be cheaper than currently used tunable laser diodes, as or more compact, with short response time and significant spectral tuning range. The experimental part of this work consisted of designing, fabricating, and characterizing with electrical or optical methods an important number of devices, necessary to understand the role of critical heterostructure parameters. The comparison between the classical Stark effect and its application under high electrical injection (laser regime), along with some gain modelling, revealed that band filling and intra-well screening are key phenomena to design the devices. In particular active quantum well widths above 15 nm and cavity length below 1 mm (for uncoated cleaved mirrors) have to be avoided for Stark-tuning above threshold. The proposed band-gap engineering allows to quantify the carrier transfer times through AlGaAs tunnel barriers. This time can reach more than 100  $\mu$ s for the heavy holes depending on the barrier parameters. A gain curve modelling has contributed to explain observed spectral jumps of the laser diodes. In all, we managed to obtain more than 100 nm Stark tuning in below threshold operation and about 5 nm Stark tuning in laser operation.

**SPECIALITE**

Optique, Optoélectronique et Microondes

---

**MOTS-CLES**

Diode laser accordable, puits quantiques, ingénierie de bande d'énergie, effet Stark quantique confiné, semiconducteurs III-V, champ piézoélectrique.

---

**INTITULE ET ADRESSE DU LABORATOIRE:**

Equipe mixte CEA-CNRS-UJF "Nanophysique et semiconducteurs"  
Laboratoire de Physique des Semiconducteurs  
Département de Recherche Fondamentale sur la matière condensée - CEA Grenoble  
Avenue des Martyrs-38000 Grenoble