

N° d'ordre :

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

Par

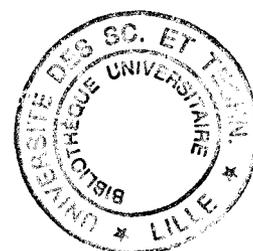
Cathy SION

**ETUDE DE LA SENSIBILITE A LA TEMPERATURE
DE STRUCTURES LASER ALUMINO-PHOSPHOREES
A MULTI-PUITS QUANTIQUES SUR SUBSTRAT INP**

Soutenue le 15 janvier 1999 devant la Commission d'Examen :

M. R. FAUQUEMBERGUE
M. D. DECOSTER
M. J.P. GOUY
M. C. ALIBERT
Mme. F. LOZES
M. L. GOLDSTEIN
M. H. LAMELA
M. F. MOLLOT

Président (USTL)
Directeur de thèse (USTL)
Co-directeur de thèse (LIMMS, Tokyo)
Rapporteur (Université de Montpellier)
Rapporteur (LAAS, Toulouse)
Examineur (Alcatel Aslthom Recherche)
Examineur (Université de Madrid)
Examineur (IEMN, Lille)



Remerciements

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé successivement par Monsieur le Professeur **E. Constant** puis par Monsieur le Professeur **G. Salmer**.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur **R. Fauquembergue** pour m'avoir fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je remercie Monsieur le Professeur **D. Decoster** de m'avoir accueillie au sein de l'équipe optoélectronique qu'il dirige. Sa constante disponibilité, ses idées quotidiennes et ses qualités scientifiques et humaines ont permis de mener à bien ce travail. Je remercie également Monsieur **J.P. Gouy**, Chargé de Recherches au C.N.R.S., d'avoir également assuré la direction de ce travail. Sa spontanéité, son dynamisme et ses compétences scientifiques ont contribué à l'évolution de ce travail.

Je suis très reconnaissante à Monsieur **C. Alibert**, Professeur à l'Université de Montpellier, pour sa participation à ce jury de thèse en tant que rapporteur.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Madame **F. Lozes**, Directeur de Recherche au Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes (LAAS) de Toulouse qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur.

Je remercie Monsieur **L. Goldstein**, Ingénieur à Alcatel Alsthom Recherche (AAR), d'avoir accepté de participer à ce jury de thèse. Je tiens à souligner l'enrichissement qu'il a pu m'apporter lors des discussions sur ce travail et j'y associe, par la même occasion, Monsieur **B. Fernier**.

Je remercie également Monsieur **H. Lamela**, Professeur à l'université de Madrid, de l'intérêt qu'il porte à ce travail en acceptant de participer à ce jury de thèse.

Que Monsieur **F. Mollot**, Directeur de Recherche au C.N.R.S, trouve ici l'expression de ma gratitude pour son inestimable aide et sa contribution dans ce travail dont la portée va au delà d'une simple présence dans le jury. Sa rigueur scientifique, son imagination, sans oublier son humour sarcastique, ont largement contribué à l'orientation de ce travail.

Mes sincères remerciements vont également à Monsieur **J.P Vilot**, Chargé de Recherche au C.N.R.S., pour sa disponibilité, l'ensemble de ses qualités tant humaines que scientifiques et également son rire jovial dont il m'a fait généreusement profiter au cours de ces trois années.

Je remercie également, Monsieur **C. Coinon** pour sa contribution à la réalisation et à la caractérisation des épitaxies; Monsieur **J.F. Lampin** de m'avoir initiée à la photoluminescence et à la photoconductivité et pour les nombreuses discussions; Monsieur **X. Wallart** pour la caractérisation par diffraction par rayons X et enfin, Monsieur **O. Schuler** pour son programme de calcul de structures de bande très convivial.

Un grand merci aussi à l'ensemble des personnes de la centrale de technologie avec qui j'ai eu la joie de travailler et qui ont su me faire profiter de leurs connaissances : **C. Boyavalle**,

J.L. Codron, Y. Cordier, A. Fattorini, M. François, L. Fugère, B. Grimbert P. Legry, C. Legrand, A. Leroy, J.L. Lorriaux, M. Muller, J.C. Pesant, P. Tilmant. Je tiens à remercier plus particulièrement l'habileté et la patience de Monsieur **D. Vandermoère** pour le clivage et le montage de centaines de puces laser. Ma reconnaissance va également à **E. Delos** et **S. Lepilliet** de la centrale de caractérisation hyperfréquence avec qui j'ai eu la chance de travailler dernièrement. Je ne saurais oublier également, Messieurs **P. Armant** et **J.F. Demeyer**, pour leurs dévouements.

Je rends "grâce" à toute l'équipe Optoélectronique, où le travail dans la bonne humeur est de rigueur, en commençant par les anciens habitants de *l'igloo 352* : **Bekkay, Vincent et Ian** et à tous les autres membres de l'équipe : **Sophie, Jo, Régis, JVC, Tchana, Saad, Guan, Omar, Manu, Filipe, Achour, Jeff, Bob, Asma, Magdy, Sam, Yves, Jérôme** et sans oublier les petits nouveaux du *goulag* : **Jéfoué, Tony et Germain.**

Je remercie, Messieurs **J.C. Andries, J.C. Jennequin, et P. Michon** de l'atelier de mécanique pour la réalisation d'une grande partie des bancs de caractérisation. Je remercie aussi Monsieur **P. Delemotte**, qui a effectué les dorures des pièces. Merci également à Monsieur **J.P. Dehorter** qui a assuré, avec soin, la reproduction de ce manuscrit.

Je ne saurais oublier, dans ces remerciements, l'ensemble du personnel et des chercheurs du laboratoire qui m'ont accordé un peu de leur temps ou fait partager leurs connaissances au cours de ces années.

Sommaire

Introduction 1

Chapitre I : Généralités et état de l'art des lasers - Application à la sensibilité en température du courant de seuil

1. Généralités	5
1.1 Introduction	5
1.2 Fonctionnement d'une Double Hétérostructure	6
1.2.1 Effet laser	6
1.2.1.1 Principe	6
1.2.1.2 Condition au seuil	7
1.2.2 La Double Hétérostructure	9
1.2.2.1 Confinement des porteurs	9
1.2.2.2 Confinement optique	10
1.2.3 Caractéristiques statiques	11
1.2.3.1 Courant de seuil	12
1.2.3.2 Rendement quantique externe η_a	12
1.3 Lasers à puits quantiques	12
1.3.1 Quantification des niveaux d'énergie	13
1.3.2 Structure à confinement séparé	15
1.3.3 Vers des structures 0D	16
1.4 Les principales structures laser	17
2. Sensibilité en température du courant de seuil	18
2.1 Les origines du courant de seuil	18
2.1.1 Courant lié à la présence de pièges et aux recombinaisons non radiatives en surface	18
2.1.2 Courant lié aux recombinaisons radiatives spontanées	20
2.1.3 Courant lié à la fuite des porteurs aux hétérointerfaces	20
2.1.4 Courant lié aux recombinaisons non radiatives Auger	21
2.1.4.1 Recombinaisons bande à bande	21

2.1.4.2	<i>Recombinaisons assistées par phonons</i>	23
2.1.4.3	<i>Influence de la contrainte</i>	24
2.1.5	Absorption interbande de valence	25
2.1.5.1	<i>Principe</i>	25
2.1.5.2	<i>Influence de la contrainte</i>	26
2.2	Evolution du courant de seuil avec la température	27
2.2.1	Relation courant de seuil et température	27
2.2.2	Evolution du courant de seuil avec la température	27
2.2.2.1	<i>Analyse succincte des valeurs limites de T_0</i>	27
2.2.2.2	<i>Evolution des différentes contributions au courant de seuil avec la température</i>	29
3.	Etat de l'art des caractéristiques statiques des lasers Fabry-Pérot à multi-puits quantiques aux longueurs d'onde 1,3μm et 1,55μm	30
3.1	Etat de l'art des lasers 1,3μm	32
3.1.1	Filière Phosphore : (Ga)InAsP/GaInAsP	33
3.1.2	Filière Aluminium : Al(Ga)InAs/Al(Ga)InAs	34
3.1.3	Filière mixte Alumino-Phosphoré : (Ga)InAsP/Al(Ga)InAs	35
3.2	Etat de l'art des lasers 1,55μm	35
3.2.1	Filière Phosphore : GaInAs(P)/GaInAsP	35
3.2.2	Filière Aluminium : (Al)GaInAs/Al(Ga)InAs	36
3.2.3	Filière mixte Alumino-Phosphoré : (Al)GaInAs/GaInAs(P)	37
3.3	Analyse de l'état de l'art	37
3.3.1	Lasers 1,3 μ m	37
3.3.2	Lasers 1,55 μ m	38
	<i>Références du chapitre I</i>	41

Chapitre II : *Des propriétés des matériaux à la réalisation des structures laser*

1.	Propriétés des matériaux	45
1.1	Paramètres de maille	45
1.1.1	Paramètre de maille relaxé	45

1.1.2 Désaccord de maille	46
1.2 Energie de bande interdite	49
1.2.1 Matériaux adaptés	50
1.2.1.1 <i>GaInAsP</i>	50
1.2.1.2 <i>AlGaInAs</i>	50
1.2.2 Matériaux contraints	51
1.3 Discontinuités de bandes	55
1.3.1 Hétérojonction de matériaux non contraints	56
1.3.2 Hétérojonction de matériaux contraints	56
1.4 Masses effectives	57
1.5 Indices de réfraction	58
1.5.1 Modèles généraux	58
1.5.1.1 <i>Modèle de l'oscillateur simple</i>	58
1.5.1.2 <i>Modèle des constantes diélectriques</i>	59
1.5.2 Application aux quaternaires	60
1.5.2.1 <i>GaInAsP</i>	60
1.5.2.2 <i>AlGaInAs</i>	61
1.5.3 Influence de la contrainte	63
2. Comparaison des propriétés des quaternaires AlGaInAs et GaInAsP	64
2.1 D'un point de vue physique	64
2.1.1 Discontinuités de bande	64
2.1.2 Indices de réfraction	65
2.1.3 Processus non radiatifs	65
2.2 D'un point de vue physico-chimique	66
3. Techniques expérimentales et méthodologie suivie pour la mise au point des structures laser	66
3.1 Description des techniques expérimentales	66
3.1.1 Epitaxie par jets moléculaires (EJM)	66
3.1.2 Diffraction par rayons X (DRX)	68
3.1.2.1 <i>Principe</i>	68
3.1.2.2 <i>Application aux matériaux contraints</i>	68
3.1.3 Photoluminescence (PL)	69
3.1.3.1 <i>Principe</i>	69

3.1.3.2 Banc de Photoluminescence	70
3.1.3.3 Application aux couches et structures laser	71
3.2 Mise au point des structures laser	72
3.2.1 Méthodologie pour la mise au point des matériaux GaInAsP et AlGaInAs	72
3.2.2 Mise au point des puits contraints en Q _p	75
3.2.2.1 Optimisation théorique de la contrainte	75
3.2.2.2 Optimisation expérimentale des puits contraints	76
3.2.3 Mise au point des puits contraints en Q _{Al}	77
3.2.4 Réalisation de la zone active du laser	77
<i>Références du chapitre II</i>	79

Chapitre III : Techniques de fabrication et de caractérisation des composants - Application aux lasers 1,55 μm

1. Fabrication des composants	81
1.1 Choix d'une technologie lasers "large contact"	81
1.2 Réalisation des lasers "large contact"	82
1.2.1 Réalisation technologique	82
1.2.2 Clivage des puces lasers	84
2. Caractérisation par spectroscopie de photocourant ou Photoconductivité (PC)	85
2.1 Photoconductivité à Eclairement par le Dessus (PCED)	85
2.1.1 Principe	85
2.1.1.1 Généralités	85
2.1.1.2 Cas des lasers "large contact"	87
2.1.2 Dispositif expérimental et normalisation des spectres de PCED	87
2.1.3 Application aux lasers 1,55 μm	89
2.1.3.1 Description des structures	89
2.1.3.2 Spectres de PCED	91
2.2 Photoconductivité à Eclairement par la Tranche (PCET)	95
2.2.1 Intérêt	95

2.2.2 Principe de la PCET	95
2.2.3 Dispositif expérimental et normalisation des spectres de PCET	96
2.2.4 Application aux lasers 1,55 μ m	97
3. Caractérisation statique	99
3.1 Description du banc de caractérisation	99
3.1.1 Système d'émission	99
3.1.2 Système de détection	100
3.1.3 Dispositif expérimental P(I)	102
3.2 Application à la caractérisation des lasers 1,55μm	103
3.2.1 Résultats expérimentaux	105
3.2.2 Exploitation des résultats	105
3.2.2.1 Approche empirique	105
3.2.2.2 Application aux lasers 1,55 μ m	107
<i>Références du chapitre III</i>	110

*Chapitre IV : Etude systématique de structures laser 1,3 μ m
alumino-phosphorées*

1. Introduction	111
1.1 Démarche	111
1.2 Structures laser	113
1.2.1 Structures générales	113
1.2.2 Matériaux de zone active	113
1.2.3 Technologie et caractérisation	114
2. Structures phosphorées de référence	114
2.1 Description des structures	114
2.2 Caractérisation P(I)	117
3. Influence des paramètres structuraux sur les propriétés électro-optiques des lasers à large contact	119

3.1 Utilisation de barrières à base d'aluminium dans des structures à confinement séparé (SCH)	119
3.1.1 Description des structures	119
3.1.2 Caractérisation PC	122
3.1.2.1 Spectres de PCED et PCET	122
3.1.2.2 Détermination expérimentale de la contrainte	125
3.1.3 Caractérisation P(I)	126
3.2 Influence de la nature des couches de confinement de structures à confinement séparé (SCH)	129
3.2.1 Insertion de couches de blocage des porteurs	130
3.2.1.1 Description des structures	130
3.2.1.2 Caractérisation P(I)	131
3.2.2 Utilisation de couches de confinement en AlGaInAs	133
3.2.2.1 Description des structures	133
3.2.2.2 Caractérisation P(I)	134
3.3 Utilisation de structures GRINSCH	138
3.3.1 Description des structures	138
3.3.1.1 Optimisation du facteur de confinement optique	138
3.3.1.2 Diagramme de bande des structures GRINSCH	141
3.3.2 Caractérisation P(I)	142
4. Analyse des résultats	145
4.1 Interprétation en terme de centres non radiatifs dans les matériaux aluminés	146
4.2 Effet de la longueur	152
<i>Références du chapitre IV</i>	159
<i>Conclusion</i>	161
<i>Annexe A</i>	165

Introduction

Introduction

Depuis le développement des télécommunications par fibres optiques vers le début des années 70, le besoin en systèmes d'émission, de transmission et de réception pour la génération, la propagation et la détection de l'information optique ne cesse de croître. L'enjeu, à l'heure actuelle, est de développer des systèmes bas coût à haut débit d'information. Les lasers à semiconducteur sont des émetteurs particulièrement intéressants pour ce domaine d'application. Un des objectifs visés, pour réduire la complexité et le coût de ces émetteurs, est de diminuer l'énergie électrique consommée d'une part au niveau de l'alimentation continue du composant et d'autre part de supprimer à long terme le contrôle de la température qui sont nécessaires pour fabriquer des dispositifs possédant à la fois un bas courant de seuil ainsi qu'un fort rendement et qui soient peu sensibles à la température. Vers le début de années 80, les systèmes de matériaux envisagés aux longueurs d'onde d'émission $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ (longueurs d'onde correspondant au minimum d'atténuation dans les fibres) étaient limités par les techniques de croissance disponibles à l'époque (Epitaxie en phase liquide ou en phase vapeur). Seuls les systèmes GaInAs/InP et GaInAsP/InP étaient exploités. Puis, le développement récent des nouvelles techniques comme l'épitaxie par jets moléculaires a permis d'exploiter de nouvelles filières de matériaux dans le domaine de l'infrarouge comme notamment la filière AlGaInAs/InP. Cette dernière, peu exploitée jusqu'alors comparativement à la filière classique GaInAsP/InP, présente certains avantages, notamment pour la réalisation de modules émetteurs peu sensibles à la température. En effet, ce système AlGaInAs/InP possède une grande discontinuité de bande de conduction permettant un plus fort confinement des électrons au fond des puits notamment sous l'effet de l'agitation thermique..... Bien que ces systèmes aluminés présentent des densités de courant de seuil plus élevées par rapport à la filière classique GaInAsP/InP, ils possèdent néanmoins une plus faible sensibilité du courant de seuil à la température. Une combinaison de ces deux systèmes de matériaux AlGaInAs/InP et GaInAsP/InP, jusqu'alors peu investie, semble prometteuse.

Le bâti d'épitaxie par jets moléculaires sources gazeuses de l'IEMN, équipé d'une cellule d'aluminium et de phosphore, nous a donc incité à explorer la filière mixte alumino-phosphorée

AlGaInAs/GaInAsP à laquelle sera comparée la filière phosphorée classique GaInAsP/InP et celle aluminée AlGaInAs/InP. Ce travail porte essentiellement sur l'étude expérimentale de structures laser aluminophosphorées $1,3\mu\text{m}$ à multi-puits contraints en vue d'une faible sensibilité à la température.

Ce mémoire s'articulera en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre seront présentées tout d'abord quelques généralités sur les lasers : du fonctionnement de la double hétérostructure jusqu'aux lasers à multi-puits quantiques. Ensuite, une partie sera consacrée à l'explication des principaux phénomènes physiques régissant le comportement en température des lasers. Et enfin, un état de l'art détaillé sur le comportement en température des lasers des différentes filières de matériaux GaInAsP/InP, AlGaInAs/InP et le mélange de ces deux filières sera exposé. C'est au travers de ce chapitre que se dégageront quelques axes pour définir la recherche de structures peu sensibles à la température.

Le deuxième chapitre portera essentiellement sur la présentation des propriétés électroniques et optiques des deux alliages quaternaires AlGaInAs et GaInAsP, et de l'intérêt respectif de ces deux systèmes de matériaux pour l'étude envisagée. Puis, une dernière partie décrira les techniques expérimentales de croissance (épitaxie par jets moléculaires) et de caractérisation (photoluminescence, diffraction par rayons X...) nécessaires à l'élaboration de structures lasers, avant de détailler la méthodologie adoptée pour l'optimisation et la mise au point de ces structures.

Le troisième chapitre sera consacré aux techniques expérimentales de fabrication et de caractérisation des composants. Une première partie sera réservée à la fabrication des composants par une technologie dite large contact. Puis, les différentes techniques de caractérisation par spectroscopie de photocourant à éclairage par le dessus ou par la tranche du composant, qui contribueront à vérifier les structures laser d'un point de vue épitaxie, seront exposées. Enfin, le système de caractérisation mis au point pour tester les caractéristiques statiques des lasers large contact avec la température sera présenté. L'ensemble de ces caractérisations sera appliqué dans ce chapitre à des structures laser émettant à $1,55\mu\text{m}$.

Finalement, le dernier chapitre comportera l'étude expérimentale sur le comportement statique en température de structures laser aluminophosphorées à multi-puits quantiques contraints émettant à $1,3\mu\text{m}$. Nous définirons tout d'abord des structures phosphorées de référence qui

seront ensuite modifiées en y introduisant des matériaux aluminés successivement dans les barrières, en tant que couches de blocage de porteurs, dans les couches de confinement de structures à confinement séparé (SCH ou "Separated Confinement Heterostructure") et de structures à variation d'indice graduelle (GRINSCH ou "Graded Index Separated Confinement Heterostructure"). Tout d'abord, nous exposerons les résultats obtenus sur l'influence de l'apport de ces composés aluminés sur le comportement statique des caractéristiques du laser et ceci dans une gamme de température comprise entre 20°C et 80°C. Puis, dans une dernière partie, nous nous attacherons à analyser plus précisément ces résultats de manière à dégager les grandes tendances de l'influence de l'apport de composés aluminés dans la zone active sur le comportement statique en température des lasers.

Chapitre I:

***Généralités et état de l'art des lasers -
Application à la sensibilité à la température
du courant de seuil***

Chapitre I

Généralités et état de l'art des lasers.

Application à la sensibilité en température du courant de seuil

Après quelques généralités sur les lasers, nous aborderons plus en détail les origines et la sensibilité en température du courant de seuil. La description des divers mécanismes physiques contribuant au courant de seuil et leur comportement avec la température nous guideront quant à la marche à suivre pour l'optimisation de la sensibilité à la température des performances de structures laser alumino-phosphorées. Enfin, nous établirons un état de l'art des performances statiques des lasers à multi-puits quantiques $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ de type Pérot-Fabry.

1. Généralités

1.1 Introduction

La première démonstration de l'effet laser dans une homojonction GaAs fut obtenue à la température de l'azote liquide (77K) en 1962. Mais, pour une utilisation pratique du laser, il est préférable d'obtenir un fonctionnement en continu et à température ambiante. Il a fallu attendre le développement des techniques de croissance de matériaux telles que l'épitaxie en phase liquide (EPL) vers le début des années 70 pour obtenir le fonctionnement à température ambiante d'une Simple Hétérojonction GaAs (SH) et, par la suite, le fonctionnement en continu d'une Double Hétérostructure (DH). Cette époque marque le début du développement des télécommunications optiques par fibres puisqu'en même temps apparaissent les premières fibres de silice avec des atténuations comparables à celles des câbles traditionnels. En France, la première liaison à $0,85\mu\text{m}$ utilisant un laser GaAs-AlGaAs a été mise en place en 1980 entre deux centraux téléphoniques parisiens. Etant donné les plus faibles dispersion et atténuation dans les fibres aux longueurs d'onde plus élevées ($1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$), comme le montre la figure I-1, le domaine spectral de fonctionnement des communications optiques s'est déplacé vers ces longueurs d'onde. D'autres filières de matériaux ont donc été exploitées pour couvrir

ces longueurs d'onde et les premières Doubles Hétérostructures sur substrat InP à base de matériaux GaInAs (1,55 μm) et GaInAsP (1,3 μm) apparaissent en 1976.

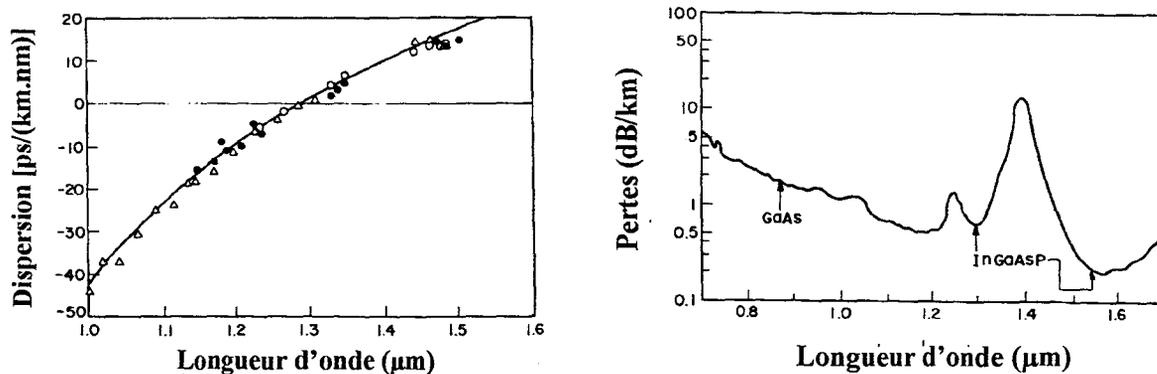


Figure I-1 : Dispersion et atténuation dans les fibres optiques [1]

1.2 Fonctionnement d'une Double Hétérostructure

1.2.1 Effet laser

1.2.1.1 Principe

Les matériaux semiconducteurs, de par leur structure de bande électronique particulière, sont d'un grand intérêt pour la fabrication de lasers. En effet, des matériaux III-V tels que l'InP ou le GaAs présentent l'avantage de posséder des gaps directs. Cette situation favorise les recombinaisons des électrons du bas de la bande de conduction avec les trous du haut de la bande de valence avec une émission de photons d'énergie $h\nu=E_g$, E_g étant l'énergie de bande interdite. Ces recombinaisons avec émission de photons sont dites radiatives. Mais, il existe également d'autres mécanismes non radiatifs dans ces matériaux. L'ensemble de ces processus d'interaction électron-photon, représenté figure I-2, est énuméré ci-dessous :

- l'absorption qui se produit quand un électron de la bande de valence absorbe un photon d'énergie $h\nu$ et passe dans la bande de conduction. L'absorption n'a lieu qu'à condition que l'énergie du photon soit supérieure à l'énergie de bande interdite séparant la bande de conduction et de valence.
- l'émission spontanée qui correspond à la descente d'un électron de la bande de conduction en bande de valence par émission d'un photon d'énergie $h\nu$.

- et enfin, l'émission *stimulée* pour laquelle le passage d'un photon stimule un électron en bande de conduction vers la bande de valence en émettant un photon de même énergie et même phase.

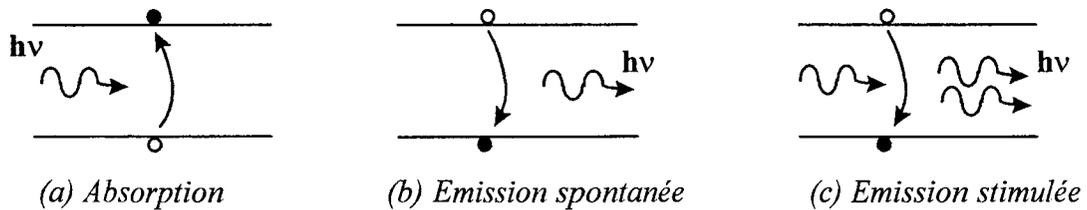


Figure I-2 : Mécanismes d'interactions électrons-trous dans un matériau semiconducteur

Pour obtenir l'amplification optique, il faut que le taux d'émission dans le matériau soit supérieur aux taux d'absorption. Ceci n'est possible que lorsque l'on atteint l'inversion de population, c'est-à-dire quand les niveaux supérieurs du semiconducteur deviennent plus peuplés que ceux inférieurs par un processus appelé pompage. Ceci s'obtient facilement dans une homojonction, semiconducteur composé d'une région dopée n et d'une région dopée p, que l'on polarise sous une tension suffisante (supérieure à l'énergie de bande interdite). Dans ces conditions, le matériau développe un *gain optique*. Lorsque le gain compense les pertes de la cavité, il y a amplification optique. Pour obtenir l'effet laser, il faut également disposer d'une *cavité résonante* pour entretenir l'oscillation optique dans la cavité. La rétroaction de la lumière peut être obtenue par la réflexion entre deux miroirs délimitant la cavité. Ces miroirs sont généralement définis par clivage du semiconducteur selon les directions cristallines.

Nous allons maintenant étudier plus en détail la condition au seuil, c'est-à-dire la condition que doivent respecter le gain et la phase de l'onde optique pour atteindre le seuil laser c'est-à-dire le moment où le gain compense les pertes dans la cavité.

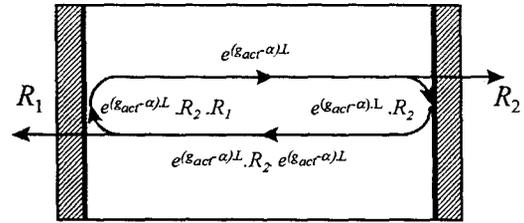
1.2.1.2 Condition au seuil

1.2.1.2.1 Condition sur le gain

Pour obtenir l'effet laser, il faut que le gain compense les pertes, les pertes internes propres au matériau et celles liées aux miroirs. Nous considérons ici le cas d'une cavité Pérot-Fabry.

Dans une cavité Pérot-Fabry, l'onde après un aller retour doit retrouver son intensité soit :

$$R_1 R_2 e^{(g_{act} - \alpha_i) 2L} = 1 \quad (1-1)$$



où g_{act} est le gain du matériau actif, α_i représente

la somme des pertes internes dans la zone active (en cm^{-1}), R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion en intensité des deux miroirs définissant la cavité de longueur L . Ces coefficients, généralement inférieurs à 1 et typiquement de l'ordre de 0,3 pour des facettes clivées, traduisent les pertes localisées de photons par transmission.

La condition de gain au seuil s'exprime alors par la relation :

$$g_{act} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (1-2)$$

$$\text{où l'on pose } \alpha_m = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (1-3)$$

où α_m sont les pertes localisées au niveau des miroirs assimilées à des pertes distribuées le long de la cavité. Ces pertes sont d'autant moins négligeables, au regard du bilan dans la cavité, que le laser est court.

1.2.1.2.2. Condition sur la phase

Si l'on considère la phase du champ propagé après un aller - retour dans la cavité Pérot-Fabry, on aboutit à la condition d'oscillation du résonateur donnée par :

$$L = m \frac{\lambda_m}{2n_{eff}} \quad (1-4)$$

avec L la longueur de cavité

m un nombre entier

n_{eff} l'indice effectif du mode de propagation

λ_m la longueur d'onde dans l'espace libre

Comme la courbe de gain s'étale sur quelques dizaines de nanomètres, une cavité de longueur typique de $300\mu\text{m}$ oscille, d'après la relation (1-4), sur plusieurs modes. Les lasers de type Pérot-Fabry sont dits multimodes.

1.2.2 La Double Hétérostructure

1.2.2.1 Confinement des porteurs

La Double Hétérostructure (DH), représentée figure I-3, est constituée d'un matériau petit gap non dopé entouré de deux matériaux de plus grand gap, généralement en InP pour des lasers épitaxiés sur substrat InP, fortement dopé de type n d'un côté et de type p de l'autre. Par la suite, on prendra le matériau InP comme matériau dopé entourant la zone active formée du matériau à petit gap.

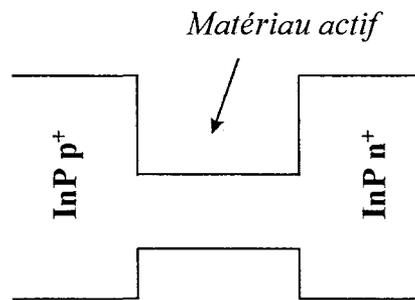
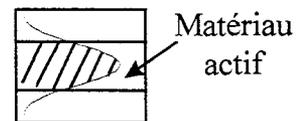


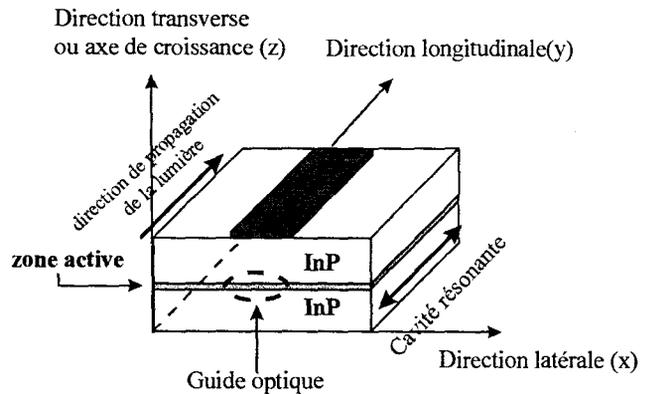
Figure I-3 : Structure de bande d'une Double Hétérostructure (DH)

La DH présente l'avantage par rapport à l'homojonction de mieux confiner les porteurs dans le matériau petit gap, favorisant ainsi les recombinaisons à l'intérieur de celui-ci. Cette zone d'énergie de bande interdite plus faible constitue la zone active du laser. La région de gain se situe dans cette zone active d'épaisseur comprise généralement entre $0,1\mu\text{m}$ et $0,3\mu\text{m}$. Le gain considéré dans une Double Hétérostructure est le gain net, c'est-à-dire le gain de la zone active corrigé du facteur de confinement Γ : $g_{net} = \Gamma g_{act}$. Le facteur de confinement explicité plus en détail au paragraphe suivant correspond à la fraction de l'onde optique se trouvant uniquement dans la zone active (zone hachurée), le profil du mode débordant généralement de part et d'autre du matériau actif.



1.2.2.2 Confinement optique

Pour obtenir un bon fonctionnement du laser DH (faible courant de seuil, fort rendement quantique différentiel...), il est nécessaire de confiner l'onde optique générée dans la région de gain. Les composants étudiés dans ce travail sont des lasers à "large contact" ne présentant pas de confinement latéral. Ils ne possèdent qu'un confinement transverse par l'indice de l'onde optique dans la zone active qui constitue alors un guide optique plan.



Le profil du mode optique dans ce guide est obtenu par résolution de l'équation de propagation suivante :

$$\Delta \vec{E} - (\beta^2 - n^2 k^2) \vec{E} = \vec{0} \quad (1-5)$$

avec $\beta = kn_{eff}$ représente la constante de propagation avec n_{eff} l'indice effectif du mode propagé

$k = \|\vec{k}\|$ est la norme du vecteur d'onde dans le vide

n l'indice de réfraction du matériau

On considère, dans notre cas, que le champ optique ne dépend que de la direction transverse z et pas de la direction latérale. Il se met alors sous la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0(z) \exp(i\beta y) \quad (1-6)$$

Cela revient donc à résoudre, pour chaque couche, l'équation :

$$\frac{d^2 \vec{E}_0}{dz^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) \vec{E}_0 = 0 \quad (1-7)$$

La forme des solutions dépend du signe de $n^2 k^2 - \beta^2$. Si cette quantité est positive, alors la solution sera sinusoïdale. Par contre, si elle est négative la solution sera exponentielle. Pour confiner l'onde optique dans la zone active, il est nécessaire de respecter la condition suivante sur les indices:

$$n_{InP} < \frac{\beta}{k} < n_{z.a} \quad (1-8)$$

où n_{InP} est l'indice des couches supérieure et inférieure d'InP

$n_{z.a}$ est l'indice de la zone active ($z.a$)

Deux types de modes: Transverse Electrique (TE) et Transverse Magnétique (TM), sont susceptibles de se propager. A partir des conditions de continuité aux interfaces des champs électriques et magnétiques et de leurs dérivées, il est possible de remonter au profil du champ optique schématisé figure I-4. Cette distribution permet d'accéder au *facteur de confinement* Γ , fraction de l'onde lumineuse dans la zone active définie par :

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2} |E(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)|^2 dz} \quad (1-9)$$

où d est l'épaisseur de la zone active
 z la direction transverse

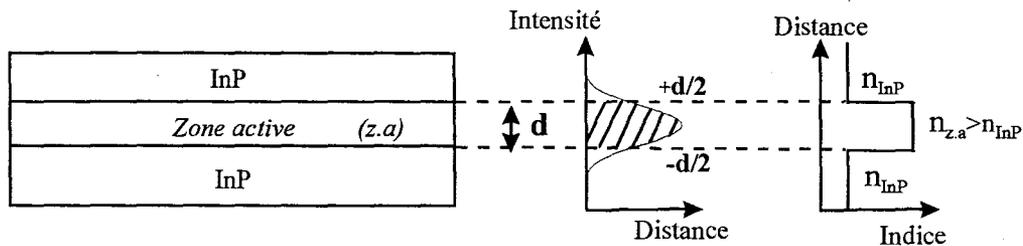
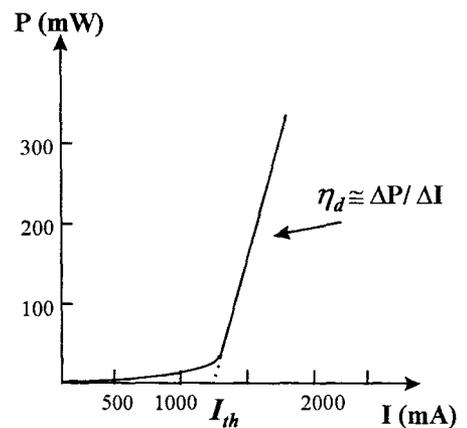


Figure I-4 : Profil du mode optique et de l'indice de réfraction dans la DH

1.2.3 Caractéristiques statiques

La courbe expérimentale de la puissance optique en fonction du courant injecté notée $P(I)$ dont l'allure est représentée sur le schéma ci-contre, donne les principales caractéristiques statiques du laser : le courant de seuil I_{th} , le rendement quantique différentiel ou externe η_d que nous allons définir plus précisément



1.2.3.1 Courant de seuil

Le *courant de seuil*, courant minimal à injecter pour obtenir l'effet laser, est une des principales caractéristiques du laser que l'on cherche absolument à minimiser. Pour des lasers de type "large contact", la notion de densité de courant de seuil J_{th} (courant de seuil par unité de surface de la zone active) est généralement plus utilisée :

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{WL} \quad (1-10)$$

avec W la largeur du ruban et L la longueur de la cavité qui sont généralement exprimées en cm. La densité de courant de seuil est souvent donnée en KA.cm⁻².

1.2.3.2 Rendement quantique externe η_d

Le *rendement quantique externe* est relié directement à la pente ($\Delta P/\Delta I$) de la caractéristique $P(I)$ par la relation suivante :

$$\eta_d = \frac{2q}{h\nu} \frac{\Delta P}{\Delta I} = \frac{2q}{h\nu} R_c \quad (1-11)$$

pour les deux facettes d'un laser émettant de la même façon de part et d'autre. Dans cette expression, q est la charge élémentaire en C, $h\nu$ l'énergie du photon en J et on pose $R_c = \Delta P/\Delta I$ en W/A, quantité plus communément utilisée pour les lasers et que l'on appellera rendement de conversion par facette.

1.3 Lasers à puits quantiques

Lorsque l'on réduit l'épaisseur de la zone active de la DH, jusqu'à ce qu'elle devienne de l'ordre de la longueur d'onde de De Broglie, il y a quantification de l'énergie cinétique des porteurs en niveaux discrets dans la direction de croissance des couches. Cette réduction de la dimension de la zone active améliore le confinement des porteurs.

L'utilisation de ces puits quantiques dans la zone active, rendue possible par le développement des techniques de croissance telle que l'épitaxie par jets moléculaires, a conduit à une nette amélioration des performances des lasers dans les années 80, notamment sur le système

AlGaAs/GaAs : diminution du courant de seuil, augmentation du gain optique, de la température caractéristique, du rendement quantique externe et de la puissance de sortie en régime continu, augmentation de la fréquence de coupure et amélioration de la qualité spectrale....

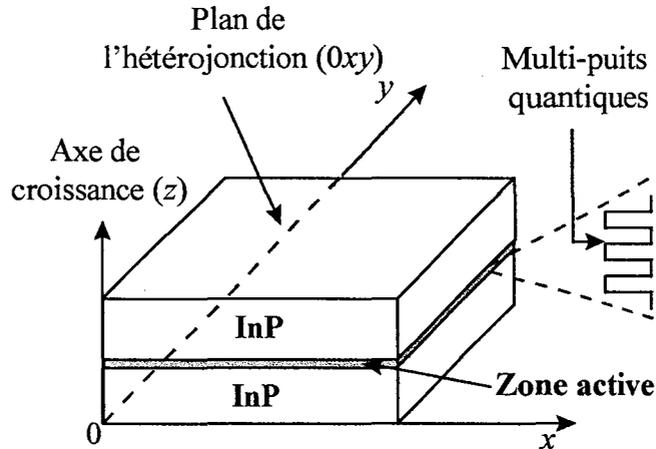


Figure I-5 : Représentation d'une structure laser multipuits quantiques sur substrat InP

1.3.1 Quantification des niveaux d'énergie

La connaissance de la position des niveaux d'énergie par rapport au fond du puits, nécessaire pour l'optimisation de la longueur d'émission et pour la compréhension du comportement des lasers en température, est fondée sur la résolution de l'équation de Schrödinger dans le cadre de l'approximation de la masse effective (fonction enveloppe). Dans le plan de l'hétérojonction (0xy), les états d'énergies forment un continuum défini par :

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (1-12)$$

où m^* est la masse effective des porteurs, et k_x et k_y sont les composantes du vecteur d'onde le long des directions x et y respectivement.

Les niveaux d'énergie dans la direction de croissance z sont obtenus en résolvant les équations suivantes :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Psi}{dz^2} = E\Psi \text{ dans le puits } (0 \leq z \leq L_z) \quad (1-13)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Psi}{dz^2} + V\Psi = E\Psi \text{ à l'extérieur du puits } (z \geq L_z ; z \leq 0)$$

où $\hbar = h/2\pi$ (h est la constante de Planck), L_z est l'épaisseur du puits, Ψ est la fonction enveloppe et V est la profondeur du puits de potentiel. Ce dernier correspond aux discontinuités de bande de conduction ΔE_c et de bande de valence ΔE_v .

A partir des équations (1-13) et des conditions aux limites sur les fonctions enveloppes Ψ et leurs dérivées $(1/m^*)d\Psi/dz$ qui doivent être continues aux interfaces $z=0$ et $z=L_z$, on aboutit dans le cas de puits finis à la forme suivante de la fonction enveloppe des états liés [2]:

$$\Psi = \begin{cases} A \exp(k_1 z) & (z \leq 0) \\ B \sin(k_2 z + \delta) & (0 \leq z \leq L_z) \\ C \exp(-k_1 z) & (z \geq L_z) \end{cases} \text{ avec } \begin{cases} k_1 = \left[\frac{2m^*(V-E)}{\hbar^2} \right]^{1/2} \\ k_2 = \left[\frac{2m^*E}{\hbar^2} \right]^{1/2} \end{cases} \quad (1-14)$$

où A, B, C et δ sont des constantes.

et à l'équation aux valeurs propres donnée par l'expression [2]:

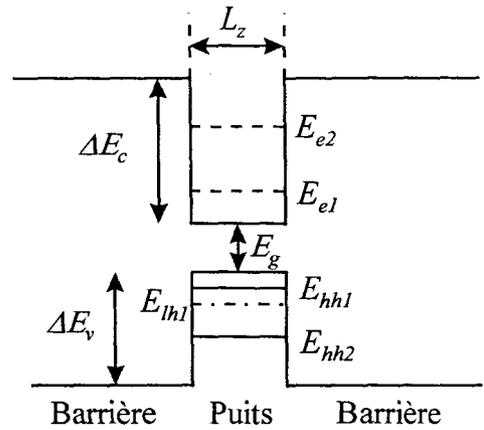
$$\tan k_2 L_z = \frac{k_1}{k_2} \quad (1-15)$$

Les niveaux d'énergie E_n d'une particule confinée dans un puits sont obtenus par résolution numérique de cette équation aux valeurs propres en respectant les conditions aux limites.

Finalement, en prenant en compte les niveaux discrets le long de la direction z et le continuum d'états le long des directions x et y , les états d'énergie d'une particule confinée dans un puits quantique sont donnés par l'expression :

$$E(n, k_x, k_y) = E_n + \frac{\hbar^2}{2m_n^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (1-16)$$

où E_n est le $n^{\text{ième}}$ niveau d'énergie de la particule confinée pour le mouvement normal des porteurs dans le puits et m_n^* la masse effective des porteurs.



Pour distinguer les différents niveaux d'énergies, nous adoptons la notation suivante :

- E_{en} pour le $n^{\text{ième}}$ niveau d'énergie des électrons
- E_{hhn} pour le $n^{\text{ième}}$ niveau d'énergie des trous lourds
- E_{lhn} pour le $n^{\text{ième}}$ niveau d'énergie des trous légers

1.3.2 Structure à confinement séparé

L'utilisation d'un seul puits quantique dans le coeur laser est insuffisante pour obtenir un courant de fonctionnement du laser optimum. En effet, lorsque l'épaisseur de la zone active du laser est trop faible ($\ll 0,1 \mu\text{m}$), le confinement optique chute entraînant une augmentation du courant seuil qui devient plus sensible aux pertes internes [1]. Il est donc nécessaire d'augmenter le nombre de puits quantiques et de faire appel à des *Structures à Multipuits Quantiques* ou Multi-Quantum Well (MQW), ou alors d'ajouter de part et d'autre de ces puits une hétérojonction dont le rôle est de confiner l'onde optique par différence d'indice optique de manière à constituer un guide optique. L'idée de base consiste à introduire, de part et d'autre de la structure quantique, un matériau d'indice supérieur à celui des couches d'InP mais néanmoins inférieur à l'indice des matériaux du puits et à créer ainsi une zone de coeur d'un guide optique, analogue à une DH. Si l'indice de cette couche de "coeur" est constant, alors la structure est qualifiée de *Structure à Confinement Séparé* ou en terminologie anglosaxonne "Separated Confinement Heterostructure" ou SCH. Si l'indice varie graduellement de manière linéaire ou parabolique, on parle de *Structure à Confinement Séparé à indice graduel*, GRINSCH ou

"GRaded INdex Separated Confinement Heterostructure" en terminologie anglosaxonne. Les différentes techniques de confinement possibles sont schématisées ci-dessous figure I-6.

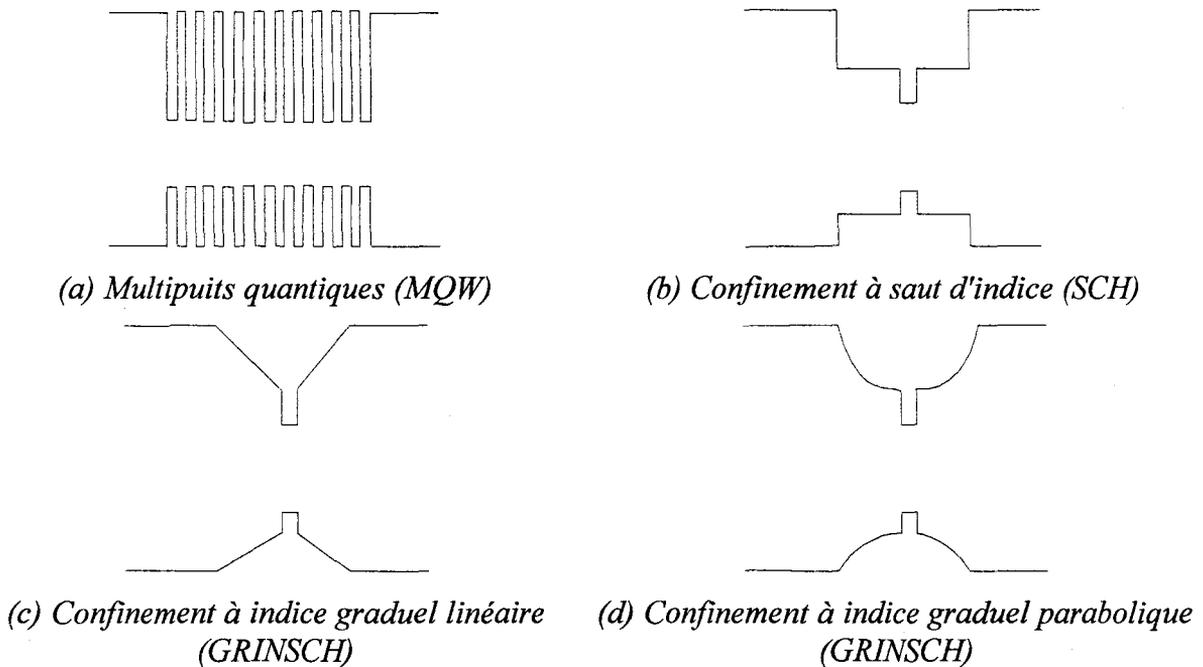


Figure I-6 : Schémas des profils de bandes de conduction et de valence des différents types de structures de confinement optique

Le facteur de confinement Γ défini précédemment au paragraphe 1.2.2.2 correspond dans une structure à multi-puits quantiques à la fraction de l'onde lumineuse se trouvant dans les puits d'épaisseur L_z . En général, si l'on considère une injection uniforme dans les puits, on parle plutôt du facteur de confinement moyen par puits Γ_w défini par $\Gamma = N_w \Gamma_w$ où N_w est le nombre de puits.

1.3.3 Vers des structures 0D

Vu la nette amélioration des performances dans les structures laser multipuits quantiques (structure 2D) par rapport à la DH (structure 3D), une tendance de la recherche consiste à réduire encore les dimensions de la zone active. Après le développement des structures laser 1D ou à fil quantique ces dernières années, les études actuelles se tournent davantage vers les *structures laser 0D* ou à *boîtes quantiques*. Le piégeage suivant les 3 dimensions des porteurs dans ces structures 0D devrait permettre d'obtenir de meilleures performances notamment en terme de courant de seuil et de température caractéristique T_0 . Bien que l'effet laser fût démontré dans ces structures 0D [3-8], l'obtention de ces nanostructures semiconductrices de

quelques nanomètres de diamètre, voire du nanomètre, reste encore mal maîtrisée. Après l'abandon des techniques de lithographie optique et de gravure, beaucoup d'études portent sur la croissance de ces nanostructures par épitaxie par jets moléculaires ("Molecular Beam Epitaxy": MBE) ou par dépôt en phase vapeur par la méthode des organo-métalliques ("Metal-Organic Chemical Vapor Deposition": MOCVD). Mais, le contrôle de la croissance de ces "quantum dots" en terme d'uniformité de taille et de forme fait encore l'objet de nombreux travaux [9-12].

1.4 Les principales structures laser

La figure I-7 représente les 3 principaux types de structures laser Pérot-Fabry se différenciant les unes des autres par une technologie différente. On y distingue :

- les lasers "*large contact*" pour lesquels un large contact électrique (20 μ m à 100 μ m) est déposé perpendiculairement aux facettes clivées du semiconducteur. Il peut être déposé directement sur le matériau InP dopé p⁺ en surface ou alors sur une couche de diélectrique comme représenté sur la figure I-7(a).

- les lasers à "*guide ruban*" pour lesquels la couche supérieure d'InP dopée p⁺ a été gravée en un ruban de fine largeur (1 à 5 μ m) comme le montre la figure I-7(b) avant d'y déposer le matériau diélectrique puis le contact électrique. Cette technique permet, par l'introduction d'une variation d'indice de la structure latérale, de mieux confiner la lumière dans cette direction.

- et enfin, les lasers à "*ruban enterré*", représentés sur la figure I-7(c), pour lesquels un ruban de fine largeur a été gravé dans la zone active avant d'être recouvert d'un matériau InP dopé p⁺ sur lequel est déposé ensuite la métallisation. Cette technique du ruban enterré, plus difficile à réaliser d'un point de vue technologique, permet de renforcer aussi bien le confinement latéral électronique qu'optique.

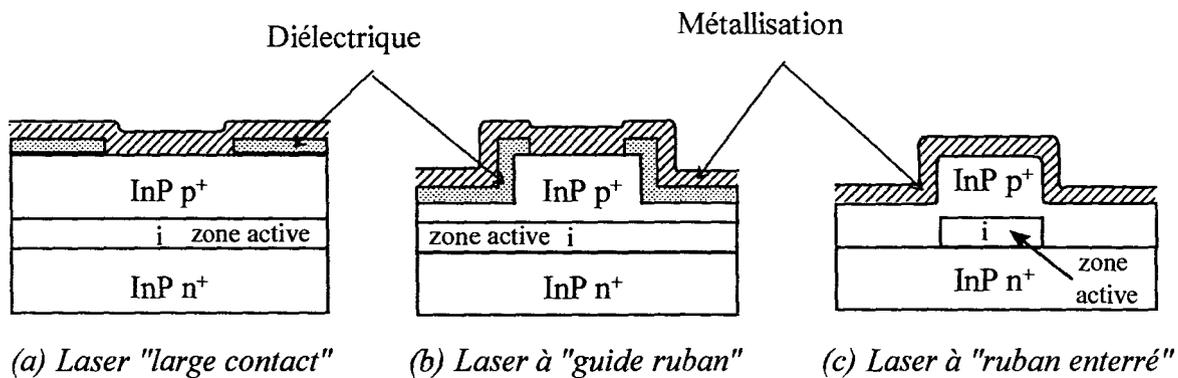


Figure I-7 : Principales structures laser Pérot-Fabry

2. Sensibilité en température du courant de seuil

2.1 Les origines du courant de seuil

Différents phénomènes physiques contribuent à l'augmentation du courant de seuil. Par souci de simplification de langage, nous parlerons indifféremment dans ce paragraphe de densité de courant ou de courant sachant que ces deux grandeurs, d'après la relation (1-10), sont définies à une constante multiplicative près. Pour tenir compte de ces différents phénomènes, il est possible de décomposer le courant de seuil en une somme de différents termes [13]:

$$J_{th} \propto J_{pièges/surf} + J_{spon} + J_{auger} + J_{fuite} \quad (1-17)$$

où $J_{pièges/surf}$ est le courant lié à la présence de pièges et aux recombinaisons non radiatives en surface

J_{spon} est le courant lié aux recombinaisons radiatives spontanées

J_{auger} est le courant lié aux recombinaisons non radiatives Auger

J_{fuite} est le courant lié à la fuite des porteurs aux hétérointerfaces

Nous allons maintenant étudier plus en détail chacune de ces contributions.

2.1.1 Courant lié à la présence de pièges et aux recombinaisons non radiatives en surface

Le courant lié à la présence de pièges et aux recombinaisons non radiatives en surface se décompose en deux contributions :

$$J_{pièges/surf} = J_{pièges} + J_{surf} \quad (1-18)$$

où $J_{pièges}$ représente le courant lié à la présence de pièges ou de défauts et J_{surf} le courant lié aux recombinaisons de surface.

Les *défauts ou pièges dans la zone active*, contribuant au courant $J_{pièges}$, se créent principalement lors de la croissance épitaxiale des matériaux. Ils se présentent sous la forme d'un continuum d'états localisés sur lequel les électrons et les trous, lors de la diffusion, vont se recombiner de manière non radiative. Le courant $J_{pièges}$ s'exprime par [14]:

$$J_{pièges} = qL_z A_{nr} n_{th} \quad (1-19)$$

avec q la charge élémentaire

L_z du puits d'une structure MQW

n_{th} la densité de porteurs au seuil

$$A_{nr} = \sigma v N_t$$

où σ est la section de capture des pièges

v la vitesse des porteurs considérés

N_t la densité de pièges

Les *surfaces en contact avec l'air*, telles que les facettes clivées d'un laser, contribuent au courant J_{surf} . Elles constituent de fortes perturbations pour le paramètre de maille du cristal qui se traduisent par la formation des liaisons pendantes sensibles aux impuretés extérieures. Il en résulte une accumulation sur ces surfaces de défauts en grande concentration, défauts qui se comportent comme des centres de recombinaisons non radiatifs. Ils participent donc à l'augmentation du courant de seuil. Les interfaces d'une hétérostructure constituent également une autre source possible de recombinaisons non radiatives. Le courant J_{surf} est donné par [14]:

$$J_{surf} = qL_z A S n_{th} \quad (1-20)$$

avec S le coefficient de recombinaisons en surface exprimé en terme de vitesse de recombinaisons de surface

A l'aire de la surface où s'effectuent les recombinaisons non radiatives

2.1.2 Courant lié aux recombinaisons radiatives spontanées

Le courant lié aux recombinaisons radiatives spontanées est donné par [15]:

$$J_{\text{spont}} = qL_z B(T) n_{\text{th}}^2 \quad (1-21)$$

où $B(T)$ représente le coefficient de recombinaisons radiatives spontanées dépendant de la température T .

2.1.3 Courant lié à la fuite des porteurs aux hétérointerfaces

Le courant de fuite J_{fuite} est lié à la diffusion et à la dérive des porteurs au niveau des hétérointerfaces. Dans une structure laser à multi-puits quantiques, il correspond à la fuite des porteurs vers les barrières et/ou vers les couches de confinement résultant d'une faible discontinuité de bande de conduction. Cette fuite des porteurs à travers les hétérointerfaces est représentée figure I-8.

La contribution du courant de fuite des porteurs au courant seuil s'exprime par [16]:

$$J_{\text{fuite}} = qL_z \frac{N_b}{\tau_b} \quad (1-22)$$

où N_b est le nombre de barrières

τ_b le temps de vie "phénoménologique" des porteurs injectés dans les barrières.

Le courant de fuite est très sensible à la température. Il suit une loi du type [16]:

$$J_{\text{fuite}}(T) \propto (kT)^{3/2} e^{\left(\frac{-\Delta E_c}{kT}\right)} \quad (1-23)$$

avec k la constante de Boltzmann

ΔE_c la discontinuité de bande de conduction.

Plus la discontinuité de bande de conduction ΔE_c est grande, plus le courant de fuite diminue.

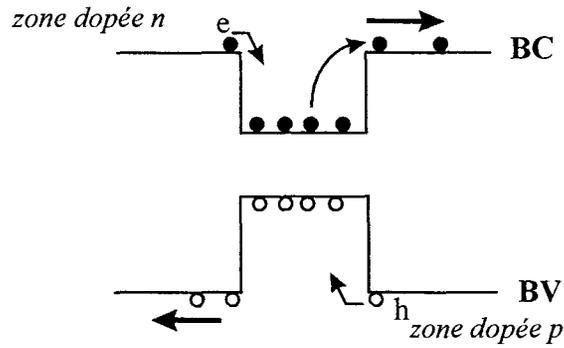


Figure I-8 : Schématisation de la fuite des électrons vers les barrières ou vers les couches de confinement

2.1.4 Courant lié aux recombinaisons non radiatives Auger

Le courant lié aux recombinaisons non radiatives Auger est défini par [14]:

$$J_{auger} \propto qL_z C(T) n_{th}^3 \quad (1-24)$$

où $C(T)$ représente le coefficient Auger dépendant de la température T . Ce coefficient varie suivant le type de recombinaisons non radiatives Auger ; elles se présentent sous plusieurs formes:

- Recombinaisons bande à bande
- Recombinaisons assistées par phonon

2.1.4.1 Recombinaisons bande à bande

Dans les *recombinaisons non radiatives bande à bande*, on distingue 3 types de mécanismes notés CHCC, CHHS et CHHL et décrits dans la figure I-9. La lettre C signifie qu'il s'agit de la bande de Conduction, et H, L, S correspondent respectivement aux sous bandes de trous lourds ("Heavy holes"), trous légers ("Light holes") et de "Split-off" de la bande de valence.

Le principe de l'effet Auger est fondé sur l'interaction coulombienne entre deux électrons de la bande de conduction notés 1 et 2. Comme décrit sur la figure I-9, dans le mécanisme CHCC, l'électron 1 se recombine avec le trou 1' et l'excès d'énergie est transféré à un électron 2 qui est excité dans un niveau supérieur 2'. Les deux autres processus, CHHS et CHHL, sont fondés sur le même principe mais les particules qui vont gagner de l'énergie à la suite des

recombinaisons ne sont plus des électrons mais, comme le montrent les figures I-9(b) et I-9(c), des trous des sous bandes de valence et de la bande de "split-off". Sous des conditions de forte injection comme lors de la polarisation d'un laser, ces 3 types de recombinaisons bande à bande non radiatives interviennent.

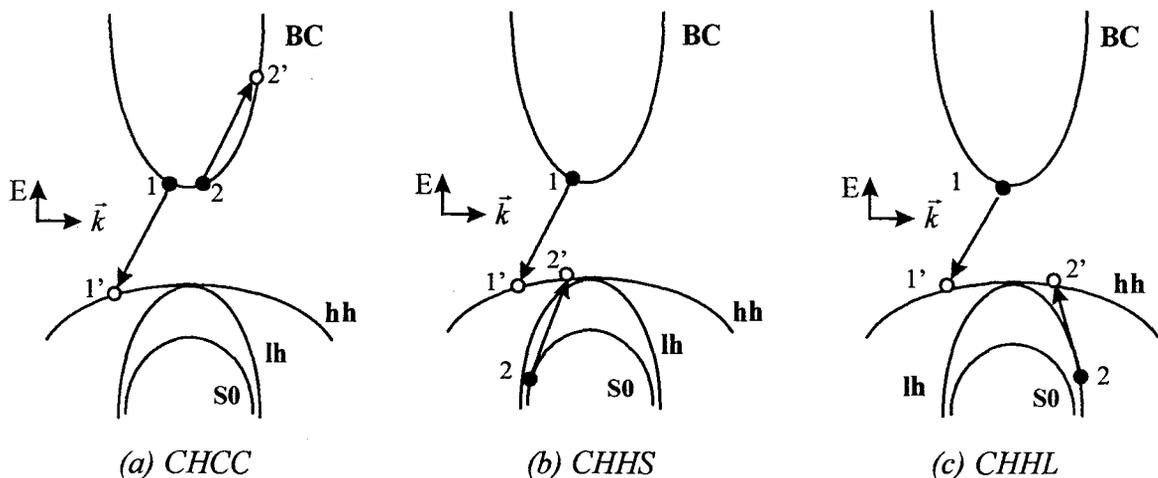


Figure I-9 :Description des différentes recombinaisons non radiatives Auger bande à bande

Sachant que ces transitions Auger doivent satisfaire les lois de conservation de l'énergie et du moment pour les 4 particules impliquées, le coefficient Auger varie, si l'on se place dans le cadre d'une structure de bande parabolique et dans la statistique de Boltzmann, par la relation suivante [17]:

$$C(T) = C_0 \exp(-E_a/kT) \quad (1-25)$$

avec E_a l'énergie d'activation de l'effet Auger. Cette énergie, dépendant du type de recombinaisons bande à bande, est définie par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} E_a(CHCC) &= m_c^* E_g / (m_c^* + m_{hh}^*) \\ E_a(CHHS) &= m_{so}^* (E_g - E_{so}) / (2m_{hh}^* + m_c^* - m_{so}^*) \end{aligned} \quad (1-26)$$

où m_c^* , m_{hh}^* et m_{so}^* sont les masses effectives respectivement des extrema des bandes de conduction, des sous-bandes de valence de trous lourds et de "Split-off".

E_g et E_{so} sont les énergies de bande interdite et de "Split-off"

2.1.4.2 Recombinaisons assistées par phonons

Dans le cas d'une recombinaison non radiative assistée par phonon, la conservation du moment et de l'énergie est satisfaite à travers la participation d'un phonon et par conséquent, les particules mises en jeu ne doivent pas nécessairement satisfaire la conservation du moment. Il en résulte que l'énergie nécessaire pour ces interactions assistées par phonon est plus faible que pour le cas d'une transition non assistée par phonon.

Il existe 3 types de recombinaisons assistées par phonon notées CHCC-p, CHHS-p, et CHHL-p et représentées sur la figure I-10. La transition CHCC-p est similaire à la recombinaison bande à bande CHCC décrite dans le paragraphe précédent excepté que l'interaction coulombienne permet à un trou lourd de se trouver dans un état intermédiaire I; il interagit ensuite avec un phonon pour atteindre un état final 1'. Toutes les interactions avec les phonons ont lieu de préférence dans la bande des trous lourds étant donné la forte interaction trou lourd-phonon.

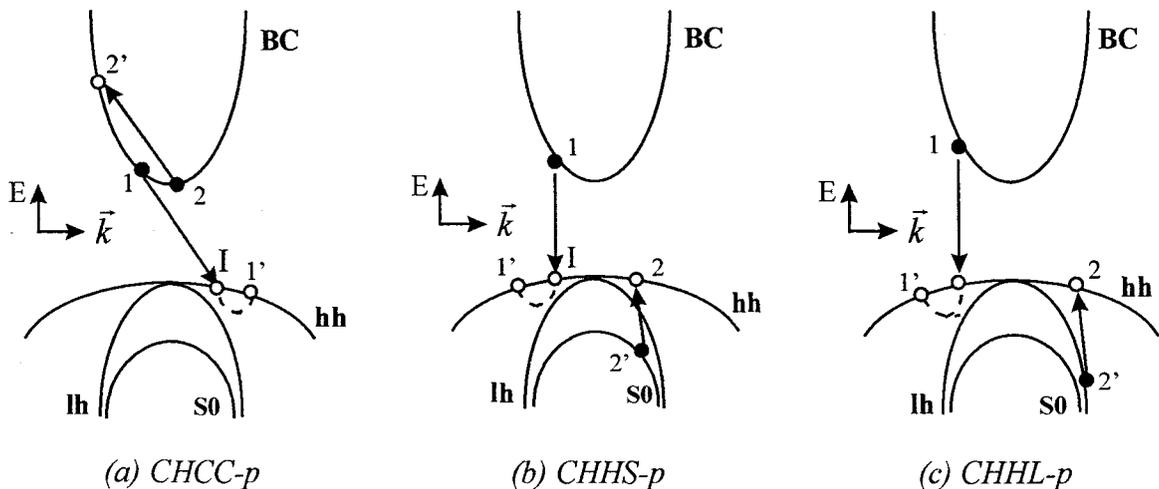


Figure I-10 : Description des différentes recombinaisons non radiatives Auger assistées par phonons

Le coefficient de ces recombinaisons non radiatives Auger assistées par phonon varie de la façon suivante [18]:

$$C_p(T) = \frac{B}{e^x - 1} \left[\frac{1}{(E_1 + \hbar\omega)^2} - \frac{e^x}{(E_1 - \hbar\omega)^2} \right] \quad (1-27)$$

où E_1 est l'énergie cinétique associée à l'état intermédiaire interdit I

$x = \hbar\omega/kT$ avec $\hbar\omega$ l'énergie du phonon

B est un coefficient proportionnel aux éléments de matrice de transition [19]

L'énergie E_I dépend de la structure de bande et du type de recombinaisons assistées par phonon considérés. Elle est définie par les expressions suivantes :

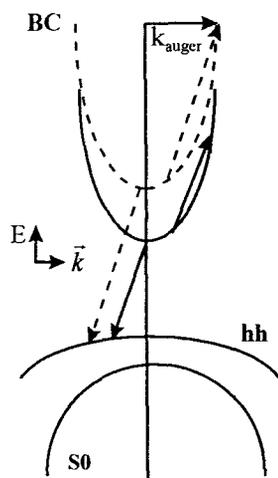
$$\begin{aligned} E_1(CHCC - p) &= m_{so}^* / m_{hh}^* E_g \\ E_1(CHHS - p) &= m_{so}^* / m_{hh}^* (E_g - E_{so}) \end{aligned} \quad (1-28)$$

En combinant les équations de E_I et du coefficient $C_p(T)$, le taux de recombinaisons Auger assistées par phonon est approximativement proportionnel au carré de la masse effective des trous lourds m_{hh}^* si l'on considère que $\hbar\omega$ est négligeable devant l'énergie E_I .

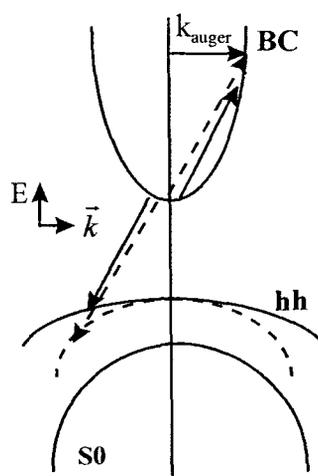
2.1.4.3 Influence de la contrainte

La relation (1-24) montre que l'effet Auger est très sensible à une réduction de la densité des porteurs au seuil puisque la densité de courant J_{auger} est proportionnelle à n_{ih}^3 . Cette diminution peut être obtenue grâce à une contrainte du matériau actif qui va se traduire par une baisse de la masse effective des trous lourds et dans certains cas par une augmentation du gap [20-22] entraînant une modification de la densité d'états. Ces variations conduisent à une réduction du coefficient Auger donné par la relation (1-25) puisqu'alors l'énergie d'activation, d'après la relation (1-26), augmente. Cet effet peut encore être amplifié en choisissant un matériau pour lequel le rapport des masses electron-trou soit le plus fort possible.

Pour illustrer le mécanisme de la contrainte, nous avons représenté de façon schématique sur la figure I-11 les modifications de la structure de bande d'un matériau sous l'effet de la contrainte (trait en pointillé): augmentation du gap (dans le cas d'une contrainte compressive) (a) et diminution de la masse effective des trous lourds (b).



(a) Augmentation du gap



(b) Diminution de la masse effective des trous lourds

Figure I-11 : Diminution des recombinaisons Auger par augmentation du gap (a) ou par réduction de la masse effective des trous lourds (b) apportée par la contrainte

Cette figure I-11 montre de manière assez nette que l'énergie nécessaire pour mettre en œuvre l'effet Auger (ou encore l'énergie d'activation) est plus importante dans chacun des cas où la contrainte se manifeste et par conséquent doit réduire le coefficient Auger selon la relation (1-25). On peut également remarquer que ces situations conduisent à un vecteur d'onde associé à l'effet Auger k_{auger} plus grand, ce qui implique que la densité d'états finaux associés à ce processus est réduite. Ceci devrait également diminuer l'importance de l'effet Auger.

L'effet Auger est considéré comme un processus important dans les lasers à grande longueur d'onde [23]. Ceci semble être confirmé expérimentalement puisqu'une nette amélioration des performances a été constatée dans les structures laser à multi-puits quantiques contraintes par rapport à celles adaptées [24]. Mais, cette amélioration reste limitée par les recombinaisons assistées par phonons, mécanisme majoritaire dans les structures contraintes [22 et 25].

2.1.5 Absorption interbande de valence

2.1.5.1 Principe

Le mécanisme d'*Absorption Interbande de Valence* (IVBA) est très semblable à celui de l'effet Auger à ceci près que l'énergie permettant la transition interbande résulte de l'absorption d'un photon. De façon plus précise, l'IVBA se produit lorsqu'un photon créé lors de l'émission laser est réabsorbé en excitant un électron de même énergie de la bande de split-off vers un état vide

de la bande de trous lourds, comme schématisé sur la figure I-12. Elle conduit ainsi à l'augmentation du gain nécessaire au seuil et corrélativement à un accroissement de la densité de porteurs au seuil. De façon indirecte, cette augmentation de la densité de porteurs au seuil induit une hausse des recombinaisons Auger et par conséquent le courant de seuil sera plus élevé. En même temps, ce processus influe directement sur les pertes internes. L'accroissement de ces pertes internes entraîne alors une chute du rendement quantique externe et une élévation du courant de seuil.

L'IVBA est limitée par l'énergie cinétique des trous E_{IVBA} , qui dans le cas d'une approximation de structure de bande parabolique, s'exprime par [26]:

$$E_{IVBA} = m_{so}^* (E_g - E_{so}) / (m_{hh}^* - m_{so}^*) \quad (1-29)$$

Seuls participeront à l'IVBA les trous présentant une énergie cinétique au moins égale à E_{IVBA} . Plus cette énergie est grande, plus la probabilité d'avoir de l'IVBA est faible.

2.1.5.2 Influence de la contrainte

Comme pour l'effet Auger, la contrainte a un effet bénéfique sur l'IVBA, que ce soit par l'augmentation du gap du matériau ou par la diminution de la masse effective des trous lourds. Cela se traduit dans chacun des cas par une augmentation du vecteur d'onde lié à l'absorption noté k_{IVBA} , et par conséquent par une baisse de la probabilité d'absorption. Cet effet de la contrainte sur le processus IVBA est illustré de manière schématique figure I-12. Cet effet bénéfique de la contrainte est confirmé par les études menées par Fuchs [27] et Joindot [28] qui ont mesuré une réduction de l'IVBA en passant de structures laser à $1,5\mu\text{m}$ adaptées en maille à des structures contraintes compressivement.

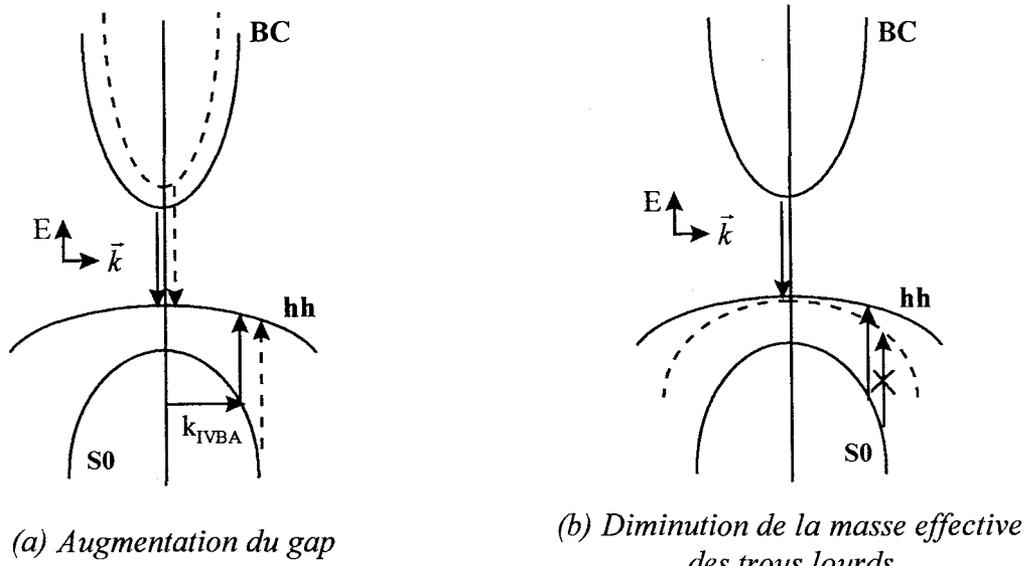


Figure I-12 : Diminution de l'IVBA par augmentation du gap (a) ou par réduction de la masse effective des trous lourds (b) apportée par la contrainte

2.2 Evolution du courant de seuil avec la température

2.2.1 Relation courant de seuil et température

L'évolution du courant de seuil I_{th} en fonction de la température T est caractérisée expérimentalement par l'intermédiaire de la *température caractéristique* notée T_0 . La relation entre ces deux paramètres est donnée par [29]:

$$I_{th}(T) = I_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (1-30)$$

où I_0 est une constante. T_0 traduit la sensibilité en température du courant de seuil. Une faible valeur de T_0 exprime une forte augmentation du courant de seuil avec la température.

2.2.2 Evolution du courant de seuil avec la température

2.2.2.1 Analyse succincte des valeurs limites de T_0

Nous avons vu au paragraphe 2.1. que la densité de courant de seuil J_{th} peut s'exprimer sous la forme :

$$J_{th} \propto J_{pièges/surf} + J_{spon} + J_{auger} + J_{fuite}$$

Ces différentes contributions varient différemment avec la température et par conséquent jouent un rôle plus ou moins important sur la température caractéristique T_0 . Nous allons donc étudier en détail l'évolution de chacune de ces contributions avec la température et leurs conséquences sur la température caractéristique T_0 .

Tout d'abord, le courant lié à la présence de pièges et lié aux recombinaisons non radiatives de surfaces $J_{pièges/surf}$ peut être négligé puisqu'il dépend peu de la température [30].

La deuxième contribution concerne le courant lié aux recombinaisons radiatives spontanées J_{spon} qui, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1.2. est proportionnel au coefficient de recombinaisons spontanées $B(T)$ et au carré de la densité de porteurs au seuil n_{th}^2 . Si l'on considère un laser à multi-puits quantiques idéal, c'est à dire où seuls les premiers niveaux des bandes de conduction et de valence sont occupés, on peut montrer que le coefficient de recombinaisons radiatives $B(T)$ est proportionnel à l'inverse de la température ($B(T) \propto 1/T$) [15] et que la densité de porteurs au seuil est directement proportionnelle à la température ($n_{th} \propto T$). Mais, comme une structure multi-puits quantiques n'est pas idéale, l'évolution de la densité des porteurs au seuil en fonction de la température est prise égale à [31]:

$$n_{th} \propto T^{1+x} \quad (1-31)$$

où x prend en compte tous les facteurs de non linéarités tels que l'occupation des niveaux supérieurs, la fuite des porteurs vers les barrières correspondant à la densité de courant de fuite J_{fuite} ou encore l'IVBA qui augmentent la sensibilité en température de n_{th} au delà de la linéarité.

Et enfin, si l'on prend en compte le courant lié aux recombinaisons non radiatives Auger J_{auger} donné par la relation (1-24) et que l'on néglige la contribution liée à la présence de pièges et aux recombinaisons de surface $J_{pièges/surf}$, on obtient une expression de la température caractéristique T_0 en fonction des densité de courant J_{auger} et J_{spon} donnée par [31]:

$$T_0 = \frac{T \left(1 + \frac{J_{auger}}{J_{spon}} \right)}{1 + 2x + \left(3 + 3x + \frac{E_a}{kT} \right) \frac{J_{auger}}{J_{spon}}} \quad (1-32)$$

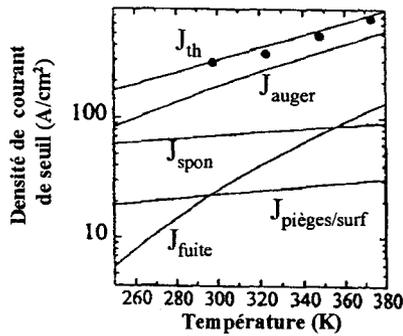
Cette expression est également fonction de la température T et de x qui traduit l'écart à la linéarité.

Dans l'hypothèse où l'effet Auger n'existe pas, c'est à dire $J_{auger}/J_{spon} = 0$, $E_a = 0$ et $x = 0$, une valeur de 300K est atteinte pour la température caractéristique T_0 . C'est quasiment le cas de lasers MQW sur substrat GaAs émettant à une longueur d'onde de 0,8 μ m, dans les systèmes GaAs/AlGaAs [32] et InGaAs/GaAs [33].

Dans le cas où les recombinaisons Auger sont partiellement présentes de telle sorte que le rapport $J_{auger}/J_{spon} = 3$ et si l'on considère que $x=0$ et $E_a=0$, une valeur maximale de 120K est obtenue pour T_0 à température ambiante. Et si on estime que l'effet Auger est prédominant ($J_{auger} \gg J_{spon}$), une valeur de 100K autour de la température ambiante est attendue, valeur qui chute encore si x et E_a sont différents de 0. Ces cas limites correspondent approximativement à des valeurs expérimentales trouvées dans la littérature pour des lasers MQW aux longueurs d'onde 1,3 μ m et 1,55 μ m sur substrat InP comme nous le verrons dans l'état de l'art présenté dans le paragraphe 3 de ce chapitre.

2.2.2.2 Evolution des différentes contributions au courant de seuil avec la température

Une autre étude plus récente adaptée exclusivement aux lasers à base d'aluminium a permis d'obtenir, à partir des relations (1-19), (1-20), (1-21), (1-23) et (1-24), l'évolution de chaque contribution au courant de seuil avec la température. Ces évolutions sont représentées figure I-13(a) [34].



Contribution	T_0 (K)
J_{th}	84
J_{surf}	254
J_{spon}	310
J_{auger}	74
J_{fuite}	48

(a) Contributions au courant de seuil

(b) Température caractéristique T_0

Figure I-13 : Evolution avec la température des différentes contributions à la densité de courant de seuil J_{th} (a) et températures caractéristiques T_0 correspondant à chaque contribution (b) pour une structure laser MQW AlGaInAs/InP à 1,3 μ m [34]

Outre le fait que ces résultats tendent à montrer que l'effet Auger est dominant dans la valeur du courant de seuil pour des températures inférieures à 380K, il est également intéressant d'évaluer, pour chaque évolution des densités de courant avec la température, la température caractéristique équivalente T_0 selon la relation (1-30). L'ensemble de ces températures caractéristiques est donné dans le tableau I-13(b). On constate que pour le cas décrit d'une structure MQW AlGaInAs/InP à 1,3 μ m, la valeur du T_0 la plus faible est celle liée au courant de fuite avec $T_0=48$ K et la plus forte celle correspondant au courant lié aux pièges et aux recombinaisons de surface avec $T_0=310$ K; et ceci pour un T_0 global de 84K correspondant au courant de seuil. Il apparaît donc que même si la contribution de l'effet Auger est importante pour la valeur de la densité de courant de seuil, il semble que la valeur de T_0 soit également sensible aux autres contributions et notamment à celle liée au courant de fuite aux hétérointerfaces présentant une valeur relativement faible.

3. Etat de l'art des caractéristiques statiques des lasers Fabry-Pérot à multi-puits quantiques aux longueurs d'onde 1,3 μ m et 1,55 μ m

L'état de l'art ci-dessous, consacré aux lasers à multipuits quantiques reconnus pour leurs meilleures performances par rapport aux lasers à double hétérostructure, porte essentiellement sur des lasers "larges contacts", lasers étudiés dans ce travail ("Broad Area Lasers" ou BAL en terminologie anglosaxonne). Or, comme peu d'études dans certaines filières de matériaux

concernent ce type de lasers, nous l'avons élargi, à titre indicatif, aux lasers à "guide ruban" ou en terminologie anglosaxonne "Ridge Waveguide Lasers" notés RWG. Parmi eux, nous n'avons gardé que ceux présentant des facettes clivées (sauf exceptions précisées), le traitement des facettes améliorant artificiellement les performances des lasers. Les structures laser à "ruban enterré" ou en terminologie anglosaxonne "Buried Heterostructure Lasers" notées BHL ou encore appelées "Buried Ridge Structure" notées BRS, présentant généralement des facettes traitées, ne sont pas représentées. Il est à noter que les performances de ces différents types de lasers ne sont pas directement comparables, chacun présentant une technologie différente.

Comme les filières de matériaux exploitées ne sont pas les mêmes suivant la longueur d'onde d'émission du laser, nous avons répertorié chaque filière de matériaux envisageables selon la longueur d'onde d'émission 1,3 μm ou 1,55 μm . Tous les renseignements sont présentés sous forme de tableaux. Le type du laser ainsi que les techniques de croissance employées sont décrits dans une colonne. Deux autres concernent la description des propriétés des matériaux utilisés dans le cœur laser :

- la première colonne est consacrée à la zone MQW formée de puits/barrières présentée sous la forme suivante "InAsP 62Å (3QW;1,6%) / Q_P 1,15 μm ". Cela signifie que la zone active comporte 3 puits en InAsP de 62Å d'épaisseur et contraints en compression à 1,6% dans des barrières en GaInAsP de longueur d'onde 1,15 μm .
- la deuxième concerne le type de zone de confinement utilisé (SCH ou GRINSCH) ainsi que la nature du matériau.

Et enfin, les dernières colonnes sont réservées aux principales performances statiques du composant:

- la *densité de courant de seuil par puits pour une longueur de cavité L*: $J_{th}(L)/\text{puits}$. Afin de pouvoir comparer simplement toutes les structures, les courants de seuil donnés dans la littérature ont été ramenés à une densité de courant de seuil par puits.
- la *température caractéristique* T_0 en précisant, si possible, la gamme de température et la longueur du laser L pour laquelle elle a été évaluée.
- les *pertes internes* α_i et le *rendement quantique interne* η_i donnés à température ambiante.

Toutes les abréviations utilisées dans ces tableaux sont explicitées dans le lexique décrit ci-dessous :

BAL	"Broad Area Laser" ou <i>Laser large contact</i>
RWG	"Ridge WaveGuide laser" ou <i>Laser à guide ruban</i>
BHL	"Buried Heterostructure Laser" ou <i>Laser à ruban enterré</i>
BRS	"Buried Ridge Structure" ou <i>Structure à ruban enterré</i>
MQW-LD	"Multi-Quantum Well-Laser Diode" ou <i>Diode laser à multipuits quantiques</i>
SL-MQW-LD	"Strained Layers- Multi-Quantum Well-Laser Diode" ou <i>Diode laser à multipuits quantiques contraints</i>
BH-MQW-LD	"Buried Heterostructure- Multi-Quantum Well-Laser Diode" ou <i>Diode laser multipuits quantiques à ruban enterré</i>
SCH	"Separated Confinement Heterostructure" ou <i>Hétérostructure à confinement séparé</i>
GRINSCH	"GRaded INdex Separated Confinement Heterostructure" ou <i>Hétérostructure à confinement séparé à variation d'indice graduel</i>
DCH	"Decoupled Confinement Heterostruture" ou <i>Hétérostructure à confinement découplé</i>
Q_P	<i>Quaternaire Phosphore GaInAsP</i>
Q_{Al}	<i>Quaternaire Aluminium AlGaInAs</i>
GSMBE	"Gas Source Molecular Beam Epitaxy" ou <i>Epitaxie par jets moléculaires à sources gaz</i>
SSMBE	"Solid Source Molecular Beam Epitaxy" ou <i>Epitaxie par jets moléculaires à sources solides</i>
MOCVD	"Organometallic Chemical Vapor Deposition" ou <i>Dépôt en phase vapeur par la méthode des organo-métalliques</i>
CBE	"Chemical Beam Epitaxy" ou <i>Epitaxie par jets chimiques</i>
LPE	"Liquid Phase Epitaxy" ou <i>Epitaxie phase liquide</i>

3.1 Etat de l'art des lasers 1,3µm

Pour les lasers 1,3µm, on distingue 3 filières de matériaux utilisées pour le cœur laser :

- *Filière Phosphore* : (Ga)InAsP/GaInAsP
- *Filière Aluminium* : Al(Ga)InAs/Al(Ga)InAs
- *Filière mixte Alumino-Phosphoré* : (Ga)InAsP/Al(Ga)InAs

3.1.1 Filière Phosphore : (Ga)InAsP/GaInAsP

Lasers "large contact"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/\text{puits}$ en A/cm ²		T_0 en K		α_i cm ⁻¹	η_i %
Univ. Princeton [35] Janv. 98	SL-MQW-LD Ruban 110μm (SSMBE)	InAsP 62Å (1QW; 1,6%) (3QW; 1,6%) (7QW; 1,6%) /Q _P 1,15μm (-0,8%)	SCH Q _P 1,1μm	4,5mm	120	20-60°C	54K	2,6	52
				2,5mm	60			7,3	73
				infini	44			20-60°C	65K
		InAsP 70Å (3QW; 1,6%) (7QW; 1,6%) /Q _P 1,15μm		2,5mm	70	-	-	10	82
				-	-	-	-	7,8	40
		InAsP 70Å (3QW; 1,6%) (7QW; 1,6%) /GaInP 0,82μm (-1,1%)		2,5mm	100	20-60°C	58K	9	54
				infini	96	20-60°C	75K	5,3	40
Univ. Rochester [36] Août 96	SL-MQW-LD Ruban 50μm (SSMBE)	InAsP 41Å (3QW; ?%) / Q _P 1,1μm	SCH Q _P 1,1μm	1mm	97	-	-	7	64
				infini	55				
Univ. Finlande & EGG Opto. Canada [37] Mai 96	SL-MQW-LD Large contact (SSMBE)	Q _P 60Å (5QW; +0,7%) / Q _P 1,1μm	SCH Q _P 1,1μm	1,6mm	80	<u>L=620μm</u> 10-80°C	56K	10,7	93
						10-60°C	65K		
CNET Bagneux [38] Mai 95	SL-MQW-LD Large contact (MOCVD)	InAsP 70Å (10QW; +1,7%) / GaInP (-1,4%)	?	infini	130	<u>L=510μm</u> 20-80°C	85K	7	50
						20-60°C	117K		
						<u>L=510μm</u> 20-60°C	95K		
NTT opto. Lab. [39] Mars 95	SL-MQW-LD Large contact (CBE & LPE)	InAsP 55Å (4QW; +1,5%) / Q _P 1μm Q _P 1,05μm Q _P 1,1μm	SCH Q _P 1μm SCH Q _P 1,05μm SCH Q _P 1,1μm	300μm	300	-	-	-	-
				300μm	147	-	-	-	-
				300μm	220	-	-	-	-
IBM Zurich [40] Juin 93	MQW-DCH-LD Ruban 55μm (CBE)	Q _P 60Å (3QW; +0,7%) / Q _P 1 μm	DCH Q _P (antisymétrique+ bar. trous en InP)	750μm	147	<u>L=750μm</u>	62K	5	83
			SCH classique	750μm	187	<u>L=750μm</u>	57K	9	45
Furukawa Elec. co. [41] Juin 93	SL-MQW-LD Ruban 100μm (MOCVD)	InAsP 80Å (2QW; +1,7%) / Q _P 1,1μm	SCH Q _P 1,1μm	900μm	205	-	-	5,3	60
				300μm	750				

Lasers à "guide ruban"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/\text{puits}$ en A/cm^2		T_0 en K		α_i cm^{-1}	η_i %
IBM Zurich [40] Juin 93	SL-MQW-LD Ruban 3-4 μm (CBE)	Q_P 60Å (3QW; +0,7%) / Q_P 1 μm	DCH Q_P (antisymétrique+ bar. trous en InP)	600 μm	365	-	-	-	-

3.1.2 Filière Aluminium : Al(Ga)InAs/Al(Ga)InAs

Lasers "large contact"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/\text{puits}$ en A/cm^2		T_0 en K	α_i cm^{-1}	η_i %
Bellcore - Lasertron [42] Déc. 92	SL-SQW-LD Ruban 50 μm (MOCVD)	Q_{Al} 88Å (1QW; +1,17%) & Q_{Al} 144Å (1QW; -1%) / Q_{Al}	GRINSCH Q_{Al} 0,96 μm =>1,1 μm	5mm	100	-	-	-
				5mm	188	-	-	-

Lasers à " guide ruban"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/\text{puits}$ en A/cm^2		T_0 en K		α_i cm^{-1}	η_i %
Ortel Corp. [43] Janv. 97	SL-MQW-LD Ruban 2 μm (MOCVD)	Q_{Al} 50Å (4QW; +1,5%) / Q_{Al} 0,98 μm	SCH AlInAs + GRINSCH Q_{Al}	150 μm	1167	$L=150\mu m$ 10-70°C	54K	-	-
Phot. Tech. Res. Tel. Lab. [44] Août 95	SL-MQW-LD Ruban 2 μm (MOCVD)	Q_{Al} ?Å (7QW; +?) / Q_{Al} (-?)	GRINSCH Q_{Al} => AlInAs	300 μm	333	25-85°C (HR=95%)	pulsé : 105K* continu 120K*	-	-
Lasertron [45] Août 94	SL-MQW-LD Ruban 2 μm (MOCVD)	Q_{Al} 80Å (5QW; -1,5%) / Q_{Al}	GRINSCH Q_{Al} => AlInAs	250 μm	760	-	-	10	88
Lasertron [46] Fév. 94	SL-MQW-LD Ruban 3 μm (MOCVD)	Q_{Al} 88Å (5QW; +1,4%) ou Q_{Al} 144Å (3QW; -0,98%) / Q_{Al}	GRINSCH Q_{Al} => AlInAs	300 μm	400	$L=300\mu m$ 25-85°C (HR=70%)	80K*	-	-
				250 μm	757	$L=510\mu m$ 25-110°C (HR=98%)	83K*	-	-
Lasertron [42] Déc.92	SL-SQW-LD Ruban 3 μm (MOCVD)	Q_{Al} 144Å (1QW; +1,17%) / Q_{Al}	GRINSCH Q_{Al} 0,96 μm =>1,1 μm	900 μm	500	-	-	-	-

* T_0 obtenu sur une structure laser présentant une facette Haute Réflexion (HR) et une facette clivée.

3.1.3 Filière mixte Alumino-Phosphoré : (Ga)InAsP/Al(Ga)InAs

Lasers "large contact"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/\text{puits}$ en A/cm ²		T_0 en K		α_i cm ⁻¹	η_i %
<i>Opto. Elec. Res. Lab [47] Juin 97</i>	SL-MQW-LD Ruban 20μm (GSMBE)	InAsP 67Å (7QW, +1,4%) / Q _{Al} (-0,72%)	GRINSCH Q _{Al}	520μm <i>infini</i>	157 86	25-85°C	<u>Pulsé</u> 116K <u>continu</u> 96K	-	-

3.2 Etat de l'art des lasers 1,55μm

Pour les lasers 1,55μm, on distingue 3 filières de matériaux constituant la zone active du laser :

- *Filière Phosphore* : GaInAs(P)/GaInAsP
- *Filière Aluminium* : (Al)GaInAs/Al(Ga)InAs
- *Filière mixte Alumino-Phosphoré* : (Al)GaInAs/GaInAs(P)

3.2.1 Filière Phosphore : GaInAs(P)/GaInAsP

Lasers "large contact"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/\text{puits}$ en A/cm ²		T_0 en K	α_i cm ⁻¹	η_i %
<i>Univ. California [48] Juin 93</i>	SL-MQW-LD Ruban 52μm (MOCVD)	GaInAs 85Å (4QW; +0,9%) & GaInAs 90Å (4QW; +1,8%) / Q _P 1,1μm	Pseudo-GRINSCH Q _P (1,15μm,+ 1,28μm)	<i>infini</i>	324	-	-	-
				<i>infini</i>	241			

Lasers à "guide ruban"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/\text{puits}$ en A/cm ²		T_0 en K		α_i cm ⁻¹	η_i %
<i>Univ. Finlande [49] Juil. 96</i>	SL-MQW-LD Ruban 5μm (SSMBE)	Q _P 60Å (5QW;+0,75%) / Q _P 1,25μm	SCH Q _P 1,25μm	280μm	264	20-60°C	66K	10,7	64
				1,4mm	77				
				<i>infini</i>	62				

3.2.2 Filière Aluminium : (Al)GaInAs/Al(Ga)InAs

Lasers "large contact"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/\text{puits}$ en A/cm ²		T_0 en K		α_i cm ⁻¹	η_i %
					<u>min</u>				
<i>Deutsche Telecom</i> [50] Août 95	SL-MQW-LD Large contact (SSMBE)	Q_{Al} 72Å (10,12,13,15 QW; +1,23%) / Q_{Al} (-0,15%)	SCH Q_{Al} 1,19µm antisymétrique	<i>infini</i>	<u>145</u>	-	-	-	-
<i>Siemens AG</i> [51] Fév. 94	SL-MQW-LD Ruban 52µm (MOCVD)	$GaInAs$ 35Å (6QW; +1,2%) / Q_{Al} 1,25µm	Pseudo-GRINSCH Q_{Al} (1,25µm+1,1µm)	400µm	183	-	-	-	-
<i>Inst. of Tech. Massachusetts</i> [52] Mars 93	MQW-LD Large contact (MBE)	$GaInAs$ 95Å (5QW; 0%) / Q_{Al} 1,18µm	GRINSCH InAlAs => Q_{Al} 1,18µm	865µm	172	-	13	75	
<i>Univ. Californie</i> [53] Juil. 92	MQW-LD Ruban 50µm (MBE)	$GaInAs$ 35Å (3QW; 1,1%) / Q_{Al} 1,18µm & Q_{Al} 100Å (3QW; 1,1%) / Q_{Al} 1,18µm	?	1,2mm	248	-	8,3	64	
				1,2mm	179		9,4	84	
<i>Bell communication</i> [54] Nov. 91 et [55] Juin. 91	SL-MQW-LD Ruban 50µm (MOCVD)	$GaInAs$ 120Å (4QW; 0%) & 25Å (3QW; +0,7%) & 200Å (1QW; -1,7%) / Q_{Al} 1,1µm	Q_{Al} 0,95µm + GRINSCH Q_{Al} 1,25µm > Q_{Al} 0,95µm	2mm	160	$L=1mm$ 15-60°C	60K	14	59
				2mm	133		72K	6	83
				3mm	200		50K	7,6	97

Lasers à "guide ruban"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/\text{puits}$ en A/cm ²		T_0 en K		α_i cm ⁻¹	η_i %
					<u>min.</u> <u>x puits</u>				
<i>Deutsche Telecom</i> [50] Août 95	SL-MQW-LD Ruban 1µm (SSMBE)	Q_{Al} 72Å (10,12,13,15 QW; +1,23%) / Q_{Al} (-0,15%)	SCH Q_{Al} 1,19µm antisymétrique en largeur	210µm	<u>1905</u>	$L=260µm$ 20-90°C	57K	-	-
<i>Siemens AG</i> [51] Fév. 94	SL-MQW-LD Ruban 3µm (MOCVD)	$GaInAs$ 35Å (6QW; +1,2%) / Q_{Al} 1,25µm	Pseudo-GRINSCH Q_{Al} (1,25µm+1,1µm)	400µm	389	$L=200µm$	73K	-	-
				200µm	417	$L=800µm$	95K		

3.2.3 Filière mixte Alumino-Phosphoré : (Al)GaInAs/GaInAs(P)

Lasers "large contact"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/puits$ en A/cm ²		T_0 en K	α_i cm ⁻¹	η_i %
NTT Optronics [55] Nov. 91	MQW-LD Ruban 90 μ m (GSMBE)	GaInAs 90Å (6QW; 0%) /						
		Q _{Al} 1,1 μ m	SCH Q _{Al} 1,1 μ m	500 μ m	242	-	-	-
		Q _{Al} 1,1 μ m	SCH Q _{Al} 1,2 μ m	500 μ m	178			
		AllnAs 0,86 μ m	SCH Q _{Al} 1,2 μ m	500 μ m	272			
		& GaInAs 90Å (6QW (p); 0%) ou (3QW;0%) / AllnAs	SCH Q _{Al} 1,2 μ m	500 μ m	198			
	SCH Q _{Al} 1,2 μ m	500 μ m	481					

Lasers à "ruban enterré"

Référence	Type laser	MQW Puits / Barrière	Confinement	$J_{th}(L)/puits$ en A/cm ²		T_0 en K	α_i cm ⁻¹	η_i %
NTT Optronics [56] Avril 93	DCPBH-MQW Ruban 1,5 μ m (GSMBE+LPE)	GaInAs 90Å (10QW; 0%) /	SCH Q _{Al} 1,2 μ m					
		Q _{Al} 1,08 μ m		300 μ m	255	69K	-	-
		Q _{Al} 0,94 μ m		300 μ m	222	74,5K		
		& GaInAs 90Å (6QW; 0%) & (10QW; 0%) & (16QW; 0%) /		300 μ m	355	44K		
		AllnAs 0,86 μ m		300 μ m	433	74,5K		
				300 μ m	505	86K		

3.3 Analyse de l'état de l'art

Pour analyser cet état de l'art, les meilleures performances du laser en terme de $J_{th}(L)/puits$ et de T_0 ont été répertoriées selon les filières matériaux dans deux tableaux récapitulatifs selon la longueur d'onde d'émission.

3.3.1 Lasers 1,3 μ m

Le tableau I-1 résume les meilleures caractéristiques en terme de densité de courant de seuil et en terme de température caractéristique relevées dans l'état de l'art décrit ci-dessus .

<i>Matériau de puits (Type de laser, contrainte)</i>	$J_{th}(L)/puits$ en A/cm ²	T_0 en K
Filière P : InAsP (BAL, +1,6%) [35-36] & Q _P (BAL, +0,7%) [37]	50 (<i>infini</i>) 80 (<i>1,6mm</i>)	60±10K (20-60°C) 65K/56K (10-60°C/10-80°C)
Filière Al : Q _{Al} (BAL, +1,2%) [42] & Q _{Al} (RWG, +1,2%) [44]	100 (<i>infini</i>) -	- 120K (25-85°C, 1face HR90%)
Filière P&Al : InAsP (BAL, +1,4%) [47]	86 (<i>infini</i>)	116K (25-85°C)

Tableau I-1: Résumé des meilleures densités de courant de seuil et de températures caractéristiques des lasers 1,3µm relevées dans la littérature

Dans les structures 1,3µm, les meilleures densités de courant de seuil ont été relevées sur des structures Phosphore à puits InAsP contraints en compression à 1,6% avec un minimum d'environ 50A/cm² pour une longueur infinie. Par contre, de plus fortes températures caractéristiques T_0 ont été obtenues sur des structures Aluminium, avec un maximum de 120K pour un RWG à facettes traitées. Le seul article à notre connaissance concernant la filière mixte alumino-phosphorée présente une densité de courant de seuil intermédiaire de 86A/cm² pour une longueur infinie tout en gardant un fort T_0 de 116K.

3.3.2 Lasers 1,55µm

Le tableau I-2 récapitule, comme pour les lasers 1,3µm, les meilleures performances statiques des lasers 1,55µm.

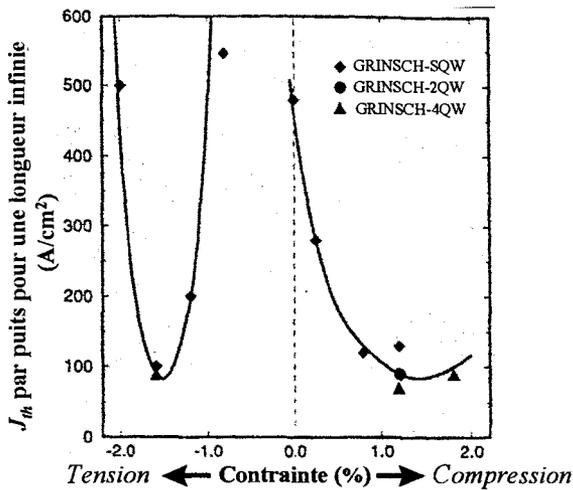
<i>Matériau de puits (Type de laser, contrainte)</i>	$J_{th}(L)/puits$ en A/cm ²	T_0 en K
Filière P : GaInAs (BAL, +1,8%) [48] & Q _P (RWG, +0,75%) [49]	241 (<i>infini</i>) 62 (<i>infini</i>)	- 66K (20-60°C)
Filière Al : GaInAs (BAL, +0,7%) [54] & GaInAs (RWG, +1,2%) [51] & Q _{Al} (BAL, +1,2%) [50]	133 (<i>2mm</i>) 417 (<i>800µm</i>) 145 (<i>infini</i>)	72K (15-60°C) 95K -
Filière P&Al : GaInAs (BAL, 0%) [56] & GaInAs (BHL, 0%) [57]	178 (<i>500µm</i>) 222 (<i>300µm</i>)	- 74,5K

Tableau I-2 : Résumé des meilleures densités de courant de seuil et de températures caractéristiques des lasers 1,55µm relevées dans la littérature

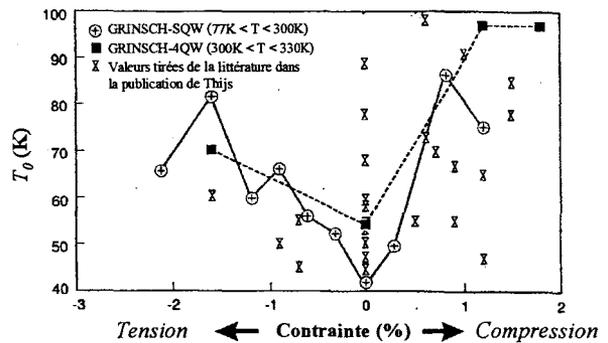
Dans les structures 1,55µm, un minimum de densité de courant de seuil 62A/cm² a été obtenu sur des structures à puits en Q_P contraint en compression +0,7%. Les T_0 avoisinent les 70K

quelle que soit la filière de matériaux avec un maximum proche des 100K pour une structure laser en compression de la filière Aluminium.

Une étude plus poussée sur l'évolution de la densité de courant de seuil par puits et pour une longueur infinie notée $J_{th\infty}/puits$ et de la température caractéristique T_0 avec la contrainte a été menée sur des lasers MQW 1,55 μ m par Thijs [13 et 24]. La figure I-14 montre la variation de ces 2 paramètres $J_{th\infty}/par puits$ et T_0 pour une contrainte du puits en GaInAs variant de -2% en tension jusqu'à +2% en compression en passant par l'accord de maille à 0%. Trois types de structures GRINSCH à 1, 2 et 4 puits quantiques notées respectivement SQW, 2QW et 4QW sont représentées.



(a) Densité de courant de seuil $J_{th\infty}$ par puits



(b) Température caractéristique T_0

Figure I-14 : Evolution de la densité de courant de seuil de longueur infinie par puits $J_{th\infty}/puits$ et de la température caractéristique T_0 avec la contrainte du puits GaInAs(P) pour des structures laser MQW 1,55 μ m [13 et 24]

D'après la figure I-14 (a), l'évolution de $J_{th\infty}/puits$ en fonction de la contrainte suit une forme en W avec des minima observés inférieurs à 100A/cm² dans les structures contraintes aussi bien en compression qu'en tension.

La chute de la densité de courant de seuil de part et d'autre de l'accord de maille est liée à l'effet bénéfique de la décroissance monotone de la masse effective et la dégénérescence des sous bandes de valence de trous lourds et de trous légers.

Mais, pour des fortes contraintes extensives ($\cong 2\%$) ou compressives ($>1,5\%$), on observe une remontée de la densité de courant de seuil. Pour de fortes contraintes compressives, cette

légère remontée autour de 1,5% de contrainte est attribuée à l'augmentation des porteurs dans le puits; qui est liée au fait qu'il a fallu diminuer l'épaisseur des puits pour maintenir l'émission laser à 1,55 μ m. En ce qui concerne la remontée abrupte du courant pour de fortes contraintes extensives, deux explications sont envisageables : soit l'épaisseur de ces puits très larges est proche de l'épaisseur critique soit le confinement des électrons est insuffisant étant donné la faible discontinuité de bande de conduction, voire de type II pour des contraintes de 2%.

D'après la figure I-14 (b), une amélioration du T_0 est observée dans les lasers MQW contraints aussi bien en compression qu'en tension avec un maximum approchant les 100K dans les structures en compression.

Conclusion

En conclusion, d'après toutes les considérations décrites dans le paragraphe 2, il semble que les deux phénomènes prédominants dans le comportement en température des lasers soient d'une part, la fuite des porteurs à travers les hétérointerfaces et d'autre part, les recombinaisons non radiatives Auger. Pour prévenir la fuite des porteurs, l'une des solutions envisageables est d'utiliser une grande discontinuité de bande de conduction. Pour cela, le système AlGaInAs/InP semble être un bon candidat puisqu'il présente une discontinuité de bande de conduction plus élevée que celle du système traditionnel GaInAsP/InP. Cette idée semble être renforcée par l'état de l'art effectué ci-dessus puisque les meilleures températures caractéristiques autour de 120K ont été obtenues dans la filière aluminium. En ce qui concerne l'effet Auger, il a été montré que l'introduction d'une contrainte modifie la structure de bande du matériau de façon telle que les recombinaisons non radiatives Auger diminuent. L'utilisation d'une contrainte dans les puits quantiques de la zone active du laser devrait donc avoir un effet bénéfique sur le courant de seuil et la température caractéristique. Ceci semble également être confirmé par l'état de l'art puisque les meilleurs résultats en terme de courant de seuil et de température caractéristique ont été relevés sur des structures fortement contraintes en compression. C'est à partir de toutes ces observations que nous allons, à travers une étude systématique, étudier l'influence de la modification des paramètres matériaux tels que la contrainte du puits et la discontinuité de bande de conduction sur le comportement en température des lasers.

Références du chapitre I

Références sur les généralités

- [1] **Heterostructure laser part A**
H.C. Casey and M.B. Panish "
Academic Press 1978
- [2] **Long-wavelength semiconductor lasers**
G.P. Agrawal, N.K. Dutta
Van Nostrand Reinhold Electrical/ Computer Science and Engineering Series 1986
- [3] **Lasing at three-dimensionally quantum-confined sublevel of self-organized $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ quantum dots by current injection**
H. Shoji, K. Mukai, N. Ohtsuka, M. Sugawara, T. Uchida and H. Ishikawa,
IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 7 n°12, pp. 1385-1387, Décembre 1995
- [4] **Observation of lasing from vertically self-organized InAs three-dimensional island quantum boxes on GaAs (001)**
Q. Xie, A. Kalburge, P. Chen, and A. Madhukar
IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 8 n°8, Août 1996
- [5] **Low threshold, large T_0 injection laser emission from (InGa)As quantum dots**
N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, S.S. Ruvimov, M.V. Maximov, P.s. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele and J. Heydenreich
Electron. Lett. vol. 30 n°17, pp. 1416-1417, Août 1994
- [6] **Room-temperature operation of $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ self-organised quantum dot lasers**
K. Kamath, P. Battacharya, T. Sosnowski, T. Norris and J. Phillips
Electron. Lett. vol. 32 n°15, pp. 1374-1375, Juillet 1996
- [7] **Room temperature lasing from InGaAs quantum dots**
R. Mirin, A. Gossard and J. Bowers
Electron. Lett. vol. 32 n°18, pp. 1732-1734, Août 1996
- [8] **Red-emitting semiconductor quantum dot lasers**
S. Fafard, K. Hinzer, S. Raymond, M. Dion, J. McCaffrey, Y. Feng, S. Charbonneau
Science vol. 274, pp.1350-1353, Novembre 1996
- [9] **Self-forming InAs/Gap quantum dots by direct island growth**
R. Leon, C. Lobo, T. P. Chin, J. M. Woodall, S. Fafard, S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, M. A. Stevens Kalceff
Appl. Phys. Lett. vol. 72 n°11, pp. 1356-1358, Mars 1998
- [10] **Electronic states tuning of InAs self-assembled quantum dots**
J. M. Garcia, T. Mankad, P.O. Holtz, P. J. Wellman and P.Petroff
Appl. Phys. Lett. vol. 72 n°24, pp. 3172-3174, Juin 1998
- [11] **Ordered InAs quantum dots in InAlAs matrix on (001) InP substrates grown by molecular beam epitaxy**
Hanxuan Li, Ju Wu, Bo Xu, Jiben Liang and Zhanguo Wang
Appl. Phys. Lett. vol. 72 n°17, pp. 2123-2125, Avril 1998
- [12] **Coherent-to-incoherent transition in surfactant mediated of InAs quantum dots**
B.R.A. Neves and M.S. Andrade, W.N. Rodrigues, G.A.M. Safar, M.V.B. Moreira and A.G. de Oliveira
Appl. Phys. Lett. vol. 72 n° 14, pp. 1712-1714, Avril 1998
- [13] **Progress in Long-Wavelength Strained-Layer InGaAs(P) Quantum-Well Semiconductor Lasers and Amplifiers**

P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma, and T. van Dongen,
IEEE J. Quantum Electron. vol. 30 n°2, Février 1994

[14] **Long-wavelength semiconductor lasers**
G.P. Agrawal, N.K. Dutta
Van Nostrand Reinhold Electrical/ Computer Science and Engineering Series 1986

[15] **Low threshold current and high differential gain in ideal compressive and tensile strained quantum well lasers**
A. Ghiti, M. Silver and E.P. O'Reilly
J. Appl. Phys. 71(9), 1 Mai 1992

[16] **Quantum Well Lasers**
P. S. Zory, Jr. (Ed.)
Orlando, FL: Academic, 1993

[17] **Auger recombination in a quantum well heterostructure**
R. I. Taylor, R. A. Abram, M. G. Burt, and C. Smith
IEE Proc. J. Optoelectron. vol. 132, pp. 364-370, 1985

[18] **Auger recombination in quantum well InGaAs**
A. Haug
Electron. Lett. Vol. 26 n°17, pp. 1415-1416, Août 1990

[19] **Phonon-assisted Auger recombination in quantum well semiconductors**
A. Haug
Appl. Phys. A. vol. 51, pp.354-356, 1990

[20] **Band-structure engineering for low-threshold, high efficiency semiconductor lasers**
A. R. Adams
Electron. Lett. vol. 22 n°5, pp. 249-250, 1986

[21] **Band structure engineering of semiconductor lasers for optical communications**
E. Yablonovitch and E.O. Kane
J. Lightwave Technol., vol. 6 n°8, pp. 1292-1299, 1988

[22] **Measurement of non radiative Auger and radiative recombination rates in strained-layer quantum wells systems**
M. C. Wang, K. Kash, C. E. Zah, R. Bhat, and S. L. Chuang
Appl. Phys. Lett. 62 (2), Janvier 1993

[23] **Gain and radiative current density in InGaAs/InGaAsP lasers with electrostatically confined electron states**
M. Silver and E. P. O'Reilly
IEEE J. Quantum Electron., vol. 30, 1994

[24] **Improved performance 1.5 μ m wavelength tensile and compressive strained InGaAs/InGaAsP quantum well lasers (invited)**
P. J. A. Thijs, J. J. M. Binsma, L. F. Tiemeijer, and T. van Dongen,
Proc. ECOC, pp. 31-38, 1991

[25] **Auger recombination in strained and unstrained InGaAs/InGaAsP multiple quantum well lasers**
G. Fuchs, C. Schiedel, A. Hangleiter, V. Härle, and F. Scholz
Appl. Phys. Lett. 62(4), Janvier 1993

[26] **Band-Structure Engineering in strained Semiconductors Lasers**
E. P. O'Reilly and Alfred R. Adams
IEEE J. Quantum Electron. vol. 30, n°2, p. 366-379, Février 1994

[27] **Intervalence band absorption in strained and unstrained InGaAs multiple quantum well structures**
G. Fuchs, J. Hörer, A. Hangleiter, V. Härle, F. Scholz, R.W. Gkew, and L. Goldstein
Appl. Phys. Lett. vol. 60, pp. 231-233, 1992

[28] **Intervalence band absorption coefficient measurement in bulk layer, strained and unstrained multi-quantum well 1.55 μ m semiconductor lasers**
I. Joindot and L. Beylat
Electron. Lett. vol. 29, pp. 604-606, 1993

[29] **Temperature dependence of threshold current in (GaIn)(AsP) DH lasers at 1.3 and 1.5 wavelength**
G.H.B Thomson
IEE Proc. vol 128, pp. 37-43, Avril 1981

[30] **Temperature dependent photoluminescence of long wavelength GaInAsP/InP**

W. Nijman, P. Post, and G. A. Acket,
Gallium Arsenide and Related Compounds,
Inst. Phys., Bristol vol. 56, pp. 579-583, 1981

[31] Temperature sensitivity and high temperature operation of long wavelength semiconductor lasers

E. P. O'Reilly and M. Silver,
Appl. Phys. Lett. vol. 63, pp. 3318-3320,
Décembre 1993

[32] Reappraisal of GaAs-AlGaAs quantum wells lasers

P. Blood
Proc. SPIE. Vol. 861, pp. 34-41, 1987

[33] Progress in quantum well lasers: The application of strain

P. J. A. Thijs
Proc. 13th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf., Takamatsu Japan, pp. 2-5, Septembre 1992

[34] Analysis of the temperature dependence of 1.3 μ m AlGaInAs/InP multiple quantum well lasers

J. W. Pan and J. I. Chyi
Eight international conference on IPRM 96, avril 21-25, Allemagne, 1996

Références de l'état de l'art des lasers 1,3 μ m

[35] Strain-compensated InGa(As)P-InAsP active regions for 1.3 μ m wavelength lasers

J. C. Dries, M. R. Gokhale, H. Uenohara, and S. R. Forrest
IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 10 n°1, Janvier 1998

[36] Solid source molecular beam epitaxy of low threshold strained layer 1.3 μ m InAsP/GaInAsP lasers

C.C. Wamsley, M.W. Koch and G.W. Wicks
Electron. Lett. vol. 32 n°18, pp. 1674-1675, Août 1996

[37] Low-threshold 1.3 μ m wavelength, strained-layer InGaAsP multi-quantum well lasers grown by all solid source molecular beam epitaxy

M. Toivonen, P. Savolainen, H. Asonen and R. Murison
Jpn. J. Appl. Phys. vol. 35, pp. L634-L636, 1996

[38] High characteristic temperature T_0 and low threshold current density of 1.3 μ m InAsP/GaInP/InP compensated strain multi-quantum well structure lasers

A. Ougazzaden, A. Mircea and C. Kamierski
Electron. Lett. vol. 31 n° 10, pp. 803-805, Mai 1995

[39] High power and high-efficiency 1.3 μ m InAsP compressively-strained MQW lasers at high temperature

H. Ohashi, S. Seki, T. Hirono, H. Sugiura, T. Amano, M. Ueki, J. Nakano, M. Yamamoto, Y. Tohmori, M. Fukuda and K. Yokoyama
Electron. Lett. vol. 31 n°7, pp. 556-557, Mars 1995

[40] 1.3 μ m multi-quantum well decoupled confinement heterostructure (MQW-DCH) laser diodes

S. Hauser, H.P. Meier, R. German and Ch. S. Harder
IEEE J. Quantum Electron. vol. 29 n°6, pp. 1596-1600, Juin 1993

[41] 1.3 μ m InAsP-InP strained-layer quantum well laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition

A. Kasukawa, T. Namegaya, T. Fukushima, N. Iwai and T. Kikuta
IEEE J. Quantum Electron. vol. 29 n°6, pp. 1528-1535, Juin 1993

[42] Low threshold 1.3 μ m strained-layer AlGaInAs quantum well lasers

C. E. Zah, R. Bhat, F.J. Favire, M. Koza, T.P. Lee, D. Darby, D. C. Flanders and J.J. Hsieh
Electron. Lett. vol. 28 n°25, pp. 2323-2325, Décembre 1992

[43] Low-threshold and high-temperature operation of InGaAlAs-InP lasers

T. R. Chen, P. C. Chen, J. Ungar, M. A. Newkirk, S. Oh, and N. Bar-Chaim
IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 9 n°1, Janvier 1997

[44] Ultrahigh temperature and ultrahigh speed operation of 1.3 μ m strain-compensated AlGaInAs/InP uncooled laser diodes

M.C. Wang, W. Lin, T.T. Shi and Y.K. Tu
Electron. Lett. vol. 31 n°18, pp. 1584-1585, Août 1995

[45] High speed, ultra noise, tensile strained InGaAlAs MQW lasers emitting at 1300nm for optical communication and microwave applications

Z. Wang, D.B. Darby, P. Whitney, R. Panock, and D. Flanders
Electron. Lett. vol. 30 n°17, pp. 1413-1414, Août 1994

[46] High-performance AlGaInAs/InP strained-layer quantum-well lasers for subscriber loop applications

C.E. Zah, B.N. Pathak, F. Favire, W. Lin, M.C. Wang, N.C. Andreadakis, D.M. Hwang, M.A. Koza, T.P. Lee, Z. Wang, D. Darby, D. Flanders and J.J. Hsieh
IEEE J. Quantum Electron. vol. 30 n°2, pp. 511-523, Février 1994

[47] 1.3 InAsP/InGaAlAs MQW lasers for high temperature operation

T. Anan, M. Yamada, K. Tokutome and S. Sugerou
Electron. Lett. vol. 33 n°12, pp. 1048-1049, Juin 97

Références de l'état de l'art des lasers 1,55µm

[48] Experimental study of auger recombination, gain, and temperature sensitivity of 1.5µm compressively strained semiconductor lasers

Y. Zou, S. Osinski, P. Grodzinski and P. Daniel Dapkus, William C. Rideout, W. F. Sharfin, J. Schlafer and F. D. Crawford
IEEE J. Quantum Electron. vol. 29 n°6, pp. 1565-1575, Juin 1993

[49] Low-threshold 1.5µm quaternary quantum well lasers grown by solid source molecular beam epitaxy

P. Savolainen, M. Toivonen, H. Asonen, and R. Murisan
Jpn. J. Appl. Phys. vol. 35, pp. L900-L902, 1996

[50] MBE grown strain compensated AlGaInAs/AlGaInAs/InP MQW laser structures

H. Miller, R. Lösch, F. Steinhagen, W. Schlapp, A. Pöcker and H. Burkhard
Electron. Lett. vol. 31 n°6, pp. 1346-1348, Août 1995

[51] Advanced 1.55µm quantum well AlGaInAs laser diodes with enhanced performance

B. Borchet, R. Gessner and B. Stegmüller
Jpn. J. Appl. Phys. vol. 33, pp. 1034-1039, 1994

[52] MBE-grown InGaAlAs 1.5µm MQW ridge waveguide laser diodes with AlAs etch stop layers

W. Y. Choi, T.P.E Brockaert and C.G. Fonstad
Electron. Lett. Vol. 29 n°5, pp. 483-485, Mars 1993

[53] Low threshold current density 1.5µm (In,Al,Ga),As quantum well lasers grown by MBE

M. J. Mondry, Z. M. Chuang, M. G. Peters and L. A. Coldren
Electron. Lett. vol. 28 n°15, pp. 1471-1472, Juillet 1992

[54] Very low threshold current density 1.5µm GaInAs/AlGaInAs graded-index separate-confinement heterostructure strained quantum well laser diodes grown by organometallic chemical vapour deposition

A. Kasukawa, R. Bhat, C.E. Zah, M. A. Koza and T. P. Lee
Appl. Phys. Lett. 59(20), pp. 2486-2488, Novembre 1991

[55] Low threshold current density 1.5µm GaInAs/AlGaInAs quantum well laser diodes grown by metal organic chemical vapour deposition

A. Kasukawa, R. Bhat, C. E. Zah, S. A. Schwarz, D. M. Hwang, M. A. Koza, T. P. Lee
Electron. Lett. vol. 27 n°12, pp. 1063-1065, Juin 1991

[56] InGaAs/InGaAlAs MQW lasers with GaInAsP guiding layers grown by gas source molecular beam epitaxy

Y. Kawamura, A. Wakatsuki, Y. Noguchi and H. Iwamura
IEEE Trans. Photon. Technol. Lett. vol. 3 n°11, pp. 960-962, Novembre 1991

[57] Effect of conduction band discontinuity on lasing characteristics of 1.5µm InGaAs/In(Ga)AlAs MQW-FP lasers

A. Wakatsuki, Y. Kawamura, Y. Noguchi and H. Iwamura
IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 4 n°4, pp. 383-286, Avril 1993

Chapitre II:

***Des propriétés des matériaux à la réalisation
des structures laser***

Chapitre II

Des propriétés des matériaux à la réalisation des structures laser

Dans ce chapitre, nous décrirons tout d'abord les différentes propriétés électroniques et optiques des alliages GaInAsP, AlGaInAs et de leurs dérivés nécessaires pour la définition et l'optimisation des structures laser étudiées. Ensuite, nous discuterons de l'intérêt des deux systèmes GaInAsP/InP et AlGaInAs/InP pour la sensibilité en température des lasers en comparant leurs propriétés physiques et physico-chimiques. Et enfin, nous détaillerons, dans un dernier paragraphe, les techniques expérimentales nécessaires à l'élaboration des structures laser ainsi que la démarche théorique et expérimentale suivie pour leur mise au point.

1. Propriétés des matériaux

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les propriétés électroniques et optiques des matériaux aluminés et phosphorés, du binaire au quaternaire. Les propriétés des ternaires AlInAs et GaInAs seront déduites respectivement des propriétés des quaternaires AlGaInAs et GaInAsP.

1.1 Paramètres de maille

1.1.1 Paramètre de maille relaxé

Les paramètres de maille *relaxés* des ternaires (AlInAs, GaInAs) et des quaternaires (AlGaInAs, GaInAsP) sont évalués par interpolation linéaire des paramètres de maille des binaires associés suivant la loi de Vegard suivante [1] :

$$a_0 (Al_xGa_yIn_{1-x-y}As) = x a(AlAs) + y a(GaAs) + (1-x-y) a(InAs) \quad (2-1)$$

$$a_0 (Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}) = xy a(GaAs) + x(1-y) a(GaP) + (1-x)y a(InAs) + (1-x)(1-y) a(InP)$$

Les paramètres de maille de binaires sont donnés dans le tableau II-1 [2-3]:

<i>Binaires</i>	a_0 (Å) à 300K
GaP	5,4512
InP	5,8687
AlAs	5,6611
InAs	6,0584
GaAs	5,6533

Tableau II-1 : Paramètres de maille des binaires associés

En combinant les équations (2-1) avec les valeurs de a_0 du tableau II-1, on obtient les expressions des paramètres de maille des quaternaires décrites dans le tableau II-2.

<i>Matériaux</i>	a_0 (Å) à 300K
$Al_xGa_yIn_{1-x-y}As$	$6,0584-0,3979x-0,4061y$
$Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$	$0,1896y-0,4175x+0,0124xy+5,8687$

Tableau II-2 : Paramètres de maille des quaternaires AlGaInAs et GaInAsP

1.1.2 Désaccord de maille

Toutes les épitaxies lasers sont réalisées sur substrat InP. Si l'on dépose un matériau de paramètre de maille différent de celui du substrat, alors le matériau est soumis à une *contrainte biaxiale* puisque le substrat va imposer son paramètre de maille. On définit alors le *désaccord de maille* du matériau relaxé par rapport à la maille du substrat par la relation :

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_0 = \frac{a_0 - a_{//}}{a_{//}} \quad (2-2)$$

où a_0 est le paramètre de maille du quaternaire relaxé
 $a_{//}$ est le paramètre de maille du substrat.

Si le désaccord de maille est de signe positif (*négligé*), alors le matériau est contraint en compression (*tension*) comme nous le verrons à la fin de ce paragraphe. Le matériau est considéré comme adapté si le désaccord de maille $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_0 \leq 10^{-3}$.

A partir des relation (2-1) et (2-2), on obtient les désaccords de maille des quaternaires AlGaInAs et GaInAsP par rapport au substrat InP donnés dans le tableau II-3.

Matériaux	$(\Delta a/a)_0$ sur InP et à 300K
$Al_xGa_yIn_{1-x-y}As$	$0,0323-0,0678x-0,0690y$
$Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$	$0,0323y-0,0711x+0,0002$

Tableau II-3 : Désaccord de maille des quaternaires AlGaInAs et GaInAsP par rapport au substrat InP

De façon plus précise, si l'épaisseur du matériau épitaxié est inférieure à une épaisseur dite "critique", alors la différence du paramètre de maille par rapport au substrat va se compenser élastiquement. En effet, son paramètre de maille va se déformer et adopter dans le plan de croissance celui du substrat afin d'assurer une continuité cristalline. Si l'épaisseur critique est dépassée alors le matériau se relaxe par création de dislocations ou croissance tridimensionnelle. L'épaisseur critique est d'autant plus faible que la contrainte est forte.

En restant en dessous de l'épaisseur critique, la contrainte reste uniforme. Dans ce cas, l'état de contrainte complet du matériau peut être évalué par la loi de Hooke exprimant le tenseur des contraintes σ_{ij} en fonction du tenseur des déformations ε_{kl} de la manière suivante :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (2-3)$$

où C_{ijkl} sont des constantes élastiques.

Dans le cas d'une structure cristalline cubique comme pour les matériaux III-V, seules 3 composantes sont indépendantes. Le tenseur des constantes élastiques peut alors se mettre sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yz} \end{pmatrix} \quad (2-4)$$

où les directions x et y définissent le plan de l'hétérojonction ($0xy$) et z est la direction de croissance des couches.

Dans le cas d'un matériau épitaxié dans la direction de croissance ($0z$), le cristal est soumis à une force F dont seules les composantes F_x et F_y sont non nulles, la force perpendiculaire aux couches F_z étant nulle. Le semiconducteur est alors soumis à une *contrainte biaxiale* telle que :

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx} &= \sigma_{yy} \\
\sigma_{zz} &= 0 \\
\sigma_{xy} &= \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0
\end{aligned}
\tag{2-5}$$

Les déformations induites par cette contrainte biaxiale, notées $\varepsilon_{//}$ dans le plan ($0xy$) et ε_{\perp} dans la direction de croissance (001), sont données respectivement par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{//} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} &= -\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_0 = \frac{a_{//} - a_0}{a_{//}} \\
\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{zz} &= -\frac{2C_{12}}{C_{11}} \varepsilon_{//}
\end{aligned}
\tag{2-6}$$

où C_{11} et C_{12} sont les constantes élastiques des matériaux.

Les constantes élastiques des ternaires et quaternaires sont évaluées par interpolation linéaire des binaires selon la loi de Végard définie pour les paramètres de maille par la relation (2-1), les constantes élastiques des binaires étant données dans le tableau II-4.

<i>Matériaux</i>	C_{11} (10^{11} dyn/cm ²)	C_{12} (10^{11} dyn/cm ²)
GaAs	11,88	5,38
AlAs	12,02	5,7
InAs	8,329	4,526
GaP	14,12	6,253
InP	10,22	5,76

Tableau II-4 : Constantes élastiques des différents binaires associés

Plus pratiquement, ces déformations correspondent en termes de désaccord de maille à :

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_0 &= \frac{a_0 - a_{//}}{a_{//}} = -\varepsilon_{//} \\
\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\perp} &= \frac{a_{\perp} - a_{//}}{a_{//}} = \left(1 + \frac{2C_{12}}{C_{11}}\right) \left(\frac{\Delta a}{a}\right)_0
\end{aligned}
\tag{2-7}$$

où $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\perp}$ correspond au désaccord de maille contraint dans le sens de la croissance des couches.

$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_0$ correspond au désaccord de maille dans le plan de l'hétérojonction ($0xy$).

Pour illustrer ces désaccords de maille, nous avons représenté figure II-1 l'évolution du paramètre de maille a_0 d'un matériau relaxé épitaxié sur un substrat de paramètre de maille $a_{//}$. Si le paramètre de maille a_0 du matériau relaxé est plus grand que celui du substrat alors le matériau épitaxié est contraint en *compression*. Dans le cas inverse ($a_0 < a_{//}$), le matériau épitaxié est contraint en *tension*.

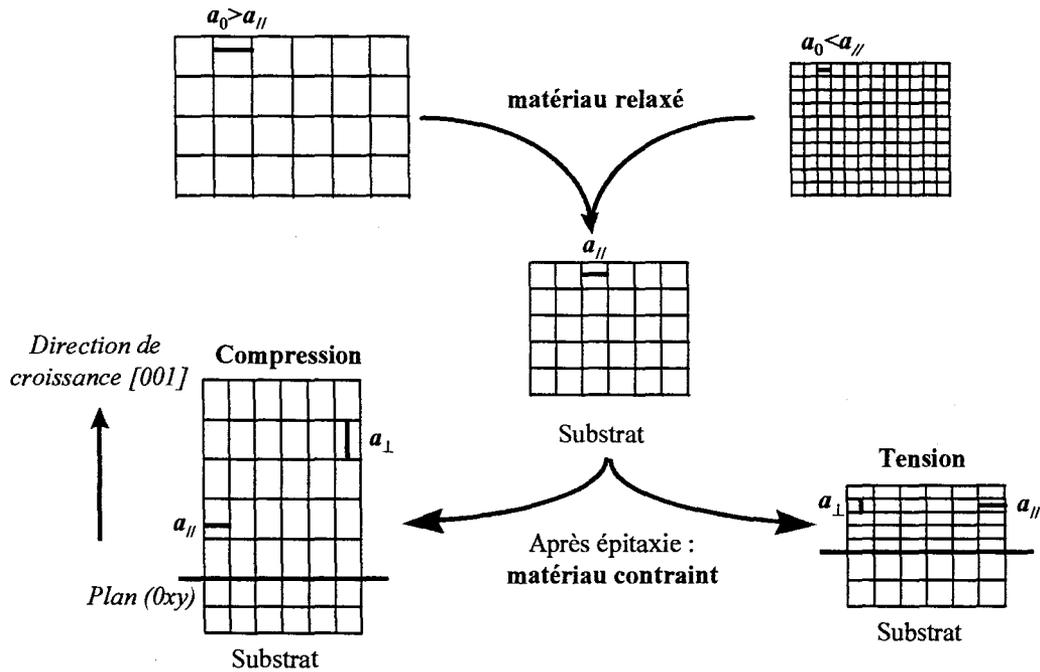


Figure II-1 : Schématisation de la croissance d'un matériau de paramètre de maille a_0 différent de celui du substrat $a_{//}$

1.2 Energie de bande interdite

Pour optimiser une structure laser notamment en terme de longueur d'onde d'émission, il est nécessaire de connaître au minimum les masses effectives, les discontinuités de bande de conduction et de valence et aussi l'énergie de bande interdite des matériaux de la zone active. Nous allons donc décrire dans ce paragraphe les modèles généraux d'évolution de l'énergie de bande interdite en fonction de compositions adaptées des alliages GaInAsP et AlGaInAs. Nous verrons ensuite les variations d'énergie aux extrema des bandes de conduction et de valence en vallée Γ ($\vec{k} = \vec{0}$) apportées par la contrainte qui nous permettront d'évaluer le gap du matériau contraint.

1.2.1 Matériaux adaptés

1.2.1.1 GaInAsP

L'évolution de l'énergie de bande interdite à température ambiante du quaternaire GaInAsP est désormais bien connue. Kuphal [4] donne une expression générale du gap déterminée à partir d'un ensemble de mesures combinées de photoluminescence (gap) et de diffraction par rayons X (paramètres de maille) pour des compositions (x,y) du matériau. Elle s'exprime, pour une énergie E_g en eV, par l'expression suivante :

$$E_g(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}) = 1,35 + 0,668 - 1,068y + 0,758x^2 + 0,078y^2 - 0,069xy - 0,322x^2y + 0,03xy^2 \quad (2-8)$$

(Conditions d'accord de maille sur InP : $x=0,47y$)

Il est quand même intéressant de noter que ces différentes techniques de mesures utilisées (photoluminescence, diffraction par rayons X) ne permettent pas d'accéder à la composition du matériau.

1.2.1.2 AlGaInAs

L'évaluation de l'énergie de bande interdite d'AlGaInAs a fait l'objet de nombreuses études. Toutes ces études portent uniquement sur le quaternaire en accord de maille sur InP. Les premiers travaux de Olego [5] proposent une variation quadratique du gap avec la concentration en Al qui a ensuite été contestée par différents auteurs [6-7-8-9-10-11], considérant plutôt une variation linéaire entre les deux ternaires limites. Tous ces derniers auteurs se sont fondés sur les paramètres de croissance et sur des mesures de photoluminescence à basse température. Börher [12] a récemment montré, à l'aide de deux techniques expérimentales indépendantes: la diffraction par rayons X (DDX) et la spectroscopie de rayons X à énergie dispersive (EDX), que l'évolution du gap de ce quaternaire suit une loi quadratique en fonction de la concentration en Aluminium. Nous adopterons plutôt cette variation quadratique définie, à température ambiante pour une énergie E_g en eV, par l'expression suivante :

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}) = 0,36 + 2,093x + 0,629y + 0,577x^2 + 0,436y^2 + 1,031xy - 2xy(1-x-y) \quad (2-9)$$

(Conditions d'accord de maille sur InP : $x+y=0,47$)

Les évolutions quadratique et linéaire du gap en fonction du pourcentage d'Aluminium de ce quaternaire sont représentées sur la figure II-2.

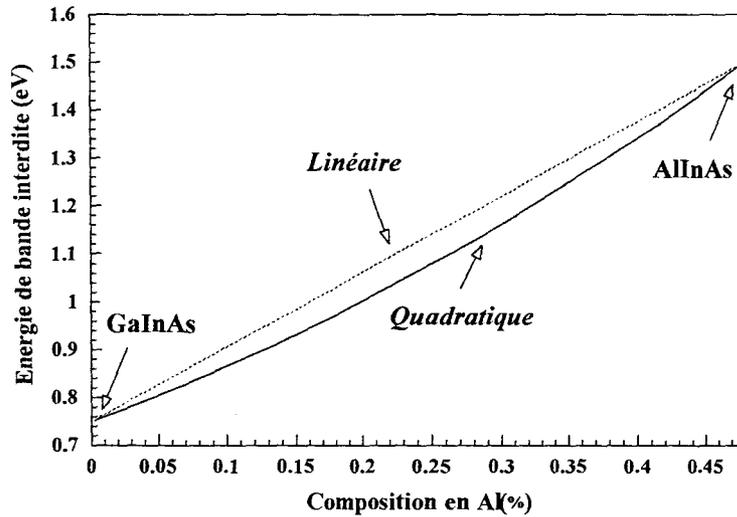


Figure II-2 : Evolution linéaire et quadratique du gap de $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As$ en fonction de la composition en Aluminium

Par la suite, nous parlerons plus facilement de la longueur d'onde du matériau qui, exprimée en μm , est reliée à l'énergie de bande interdite en eV par la relation suivante:

$$\lambda_g = \frac{hc}{E_g} \approx \frac{1,24}{E_g} \quad (2-10)$$

où h est la constante de Planck
 c la vitesse de la lumière

1.2.2 Matériaux contraints

La structure de bande d'un matériau, et par conséquent l'énergie de bande interdite, est modifiée sous l'effet de la contrainte. La déformation induite par une contrainte biaxiale décrite au paragraphe 1.1.2 peut être décomposée en deux parties :

- une partie *hydrostatique* notée ε_H . Cette déformation, liée à une contrainte isotrope du cristal, est donnée par l'expression :

$$\varepsilon_H = trace(\varepsilon_{ij}) = 2\varepsilon_{//} + \varepsilon_{\perp} = 2\varepsilon_{//} \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \quad (2-11)$$

- et une partie *uniaxiale* ε_U dans la direction de croissance cristalline (001) qui s'exprime par :

$$\varepsilon_U = \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel} = -\varepsilon_{\parallel} \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \quad (2-12)$$

Toutes ces déformations du cristal modifient la position des atomes et par conséquent, les interactions qui dépendent de la distance entre atomes vont donc varier. Des ruptures de symétrie peuvent donc apparaître et engendrer de nouvelles interactions dans le cristal. Pour tenir compte des modifications de structures de bandes provoquées par ces déformations, Schockley et Bardeen [13] introduisent la notion de *potentiels de déformation*.

Les énergies des extrema des bandes de conduction E_c et de valence E_v , définies telles que l'énergie de bande interdite du matériau non contraint soit $E_g = E_c - E_v$, vont donc être modifiées sous l'effet de ces déformations hydrostatique et uniaxiale. En introduisant les potentiels de déformation de Schokley et Bardeen, ces nouveaux extrema notés E_c^{cont} pour la bande de conduction et E_{hh}^{cont} , E_{lh}^{cont} , E_{so}^{cont} pour les sous bandes de valence respectivement de trous lourds, de trous légers et de "split-off" deviennent :

$$\begin{aligned} E_c^{cont} &= E_c + a_c \varepsilon_H \\ E_{hh}^{cont} &= E_v + a_v \varepsilon_H - b_v \varepsilon_U \\ E_{lh}^{cont} &= E_v + a_v \varepsilon_H + \frac{1}{2} b_v \varepsilon_U - \frac{E_{so}}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{E_{so}^2 + 2E_{so} b_v \varepsilon_U + 9b_v^2 \varepsilon_U^2} \\ E_{so}^{cont} &= E_v + a_v \varepsilon_H + \frac{1}{2} b_v \varepsilon_U - \frac{E_{so}}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{E_{so}^2 + 2E_{so} b_v \varepsilon_U + 9b_v^2 \varepsilon_U^2} \end{aligned} \quad (2-13)$$

où a_c , a_v sont les potentiels de déformation respectivement en bande de conduction et en bande de valence caractérisant la variation de l'énergie de bande interdite amenée par la déformation hydrostatique ε_H . La différence entre ces deux potentiels $a = a_c - a_v$ est généralement plus utilisée

b_v caractérise quant à lui la dégénérescence des sous-bandes de valence de trous lourds et de trous légers en $\vec{k} = \vec{0}$ apportée par la déformation uniaxiale ε_u

E_{so} est l'énergie de "split-off" correspondant au décalage en énergie des bandes de valence dû au couplage spin-orbite.

Si l'on néglige ce couplage spin-orbite, les expressions (2-13) se réduisent à :

$$\begin{aligned} E_c^{cont} &= E_c + a_c \varepsilon_H \\ E_{hh}^{cont} &= E_v + a_v \varepsilon_H - b_v \varepsilon_U \\ E_{lh}^{cont} &= E_v + a_v \varepsilon_H + b_v \varepsilon_U \end{aligned} \quad (2-14)$$

La figure II-3 représente schématiquement les modifications apportées aux bandes de conduction et de valence dans les directions de croissance perpendiculaire à l'hétérojonction k_{\perp} et dans la direction parallèle k_{\parallel} lorsque l'on contraint faiblement le matériau en compression et en tension (autour de $\vec{k} = \vec{0}$).

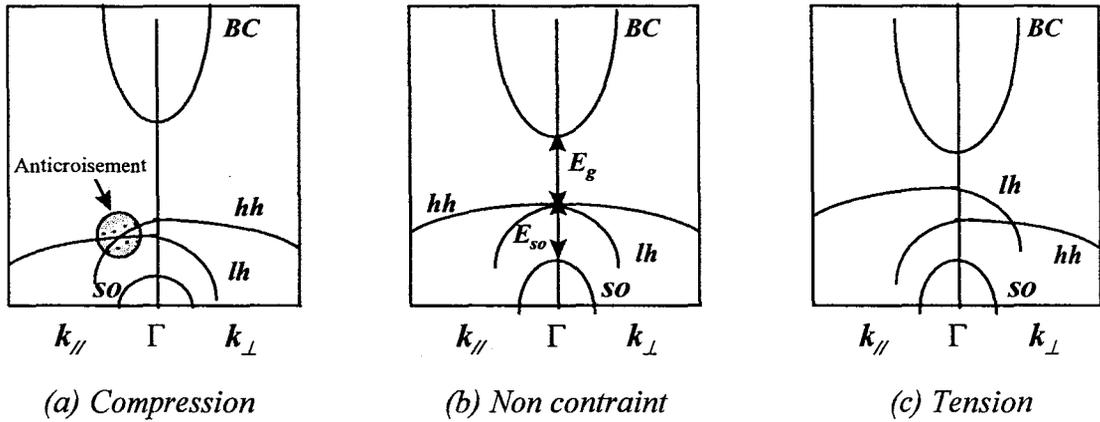


Figure II-3 : Evolution de la structure de bande d'un matériau soumis à une contrainte biaxiale compressive et extensive

Lorsque l'on contraint le matériau de manière compressive (respectivement en tension), la sous bande de valence des trous lourds (trous légers) présente, comme le montre la figure II-3a (II-3c), une énergie supérieure en Γ dans la direction de croissance (k_{\perp}). Il en découle que l'énergie de bande interdite du matériau contraint en compression E_{ghh}^{cont} (E_{glh}^{cont} en tension) est définie par :

$$\begin{aligned} E_{ghh}^{cont} &= E_c^{cont} - E_{hh}^{cont} \\ E_{glh}^{cont} &= E_c^{cont} - E_{lh}^{cont} \end{aligned} \quad (2-15)$$

A partir des relations (2-14) et (2-15), le gap du matériau contraint en compression E_{ghh}^{cont} (en tension E_{glh}^{cont}) est exprimé en fonction du gap du matériau adapté E_g par la relation suivante :

$$E_{ghh}^{cont} = E_g - a\varepsilon_H + b_v\varepsilon_U$$

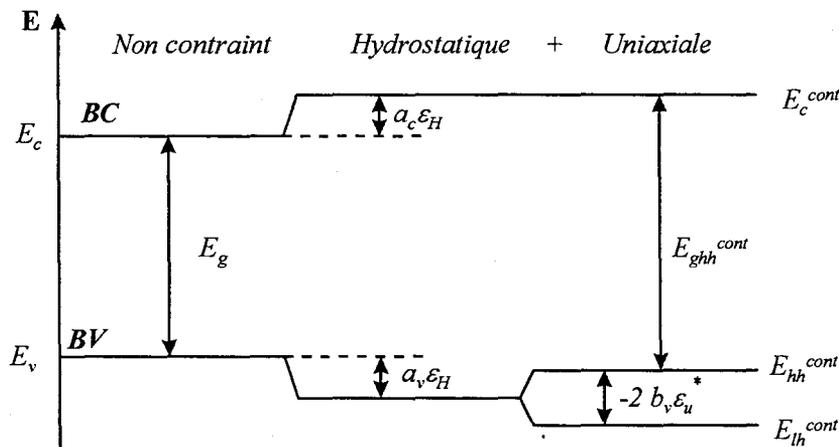
$$E_{ghl}^{cont} = E_g + a\varepsilon_H - b_v\varepsilon_U$$
(2-16)

où E_g est calculé à partir des relations (2-8) pour le quaternaire GaInAsP et (2-9) pour l'alliage AlGaInAs. Les potentiels de déformation sont évalués par interpolation linéaire (loi de Végard définie selon la relation (2-1)) à partir des valeurs des binaires données dans le tableau II-5.

Matériaux	a_v (eV)	a_c (eV)	a (eV)	b_v (eV)
GaAs	1,16	-7,17	-8,33	-1,7
AlAs	2,47	-5,64	-8,11	-1,5
InAs	1,00	-5,08	-6,08	-1,8
GaP	1,7	-7,14	-8,83	-1,5
InP	1,27	-5,04	-6,31	-1,6

Tableau II-5 : Valeurs des potentiels de déformation des binaires associés données par Van de Walle [14].

Les modifications des extrema de bandes de conduction et de valence lors de l'application d'une contrainte biaxiale compressive sur un matériau non contraint sont schématisées figure II-4. Afin de simplifier cette représentation, nous avons négligé la présence de la bande de splitt-off E_{SO} (cf. relation (2-14)) bien que celle-ci ait été prise en compte dans l'optimisation de structures laser (cf. relation (2-13)).



* sans tenir compte du couplage spin-orbite

Figure II-4 : Transitions des énergies en Γ des 3 bandes de valence et de la bande de conduction d'un semiconducteur non déformé à un semiconducteur contraint biaxialement de manière compressive

1.3 Discontinuités de bandes

Lorsque l'on fait croître une hétérostructure, les bandes de conduction et de valence des matériaux forment des *discontinuités de bande* aux interfaces. Ces discontinuités dépendant de la nature et de la composition des matériaux se présentent sous diverses formes comme le montre la figure II-5. Les hétérostructures de type I, telles que AlGaAs/GaAs, GaInAs(P)/InP, sont représentées figure II-5(a). Pour les interfaces de type II, comme celles d'AlInAs/InP et d'AlGaInAs/InP pour certaines compositions du quaternaire, les matériaux de barrières et de puits sont tels que le décrit la figure II-5(b). Et enfin, pour les interfaces de type III, les bandes de conduction et de valence sont disposées comme figure II-5(c).

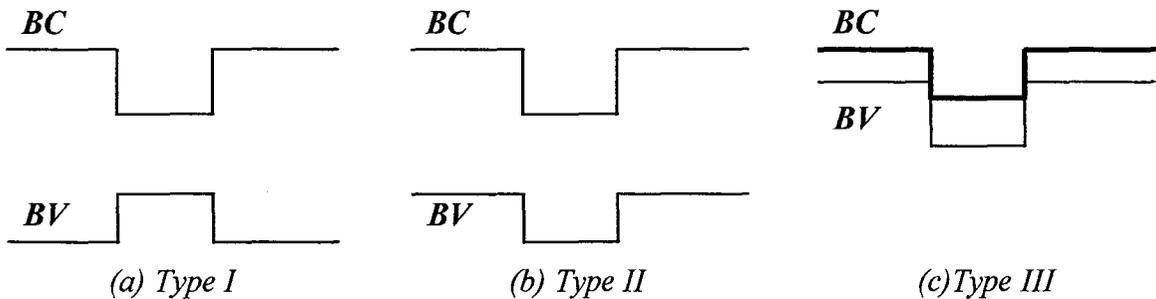


Figure II-5 : Schématisation des différents alignements de bande aux interfaces d'une hétérostructure

La connaissance des hauteurs de discontinuités de bandes aux interfaces des puits/barrières est nécessaire pour évaluer les niveaux quantifiés des puits. Pour évaluer ces discontinuités dans une hétérojonction de matériaux contraints ou non, il est nécessaire de connaître les énergies E_v et E_c des extremums des bandes de conduction et de valence en fixant une référence relative en énergie.

La référence en bande de conduction est prise ici au bas de la bande de conduction c'est à dire E_c . Quant à la référence en bande de valence, elle est prise égale à l'énergie moyenne des sommets de la bande de valence notée $E_{v,av}$. Cette dernière est définie telle que :

$$E_v = E_{v,av} + E_{so}/3 \quad (2-17)$$

où les énergies $E_{v,av}$ et E_{so} sont déterminées à partir de la loi de Végard appliquée aux binaires. Les valeurs des énergies des binaires sont données dans le tableau II-6.

<i>Matériaux</i>	E_{so} (eV)	$E_{v,av}$ (eV)
GaAs	0,34	-6,92
AlAs	0,28	-7,49
InAs	0,38	-6,67
GaP	0,08	-7,40
InP	0,11	7,04

Tableau II-6 : Valeurs des énergies de "split-off" et de référence en bande de valence des binaires associés données par Van de Walle [14]

Connaissant E_v définie par la relation (2-17) et E_g évaluée par les expressions (2-8) et (2-9) selon le quaternaire considéré, la référence en bande de conduction est calculée à partir de la relation de définition du gap soit : $E_c = E_g + E_v$.

Nous pouvons donc, à partir de ces références "absolues" E_c et $E_{v,av}$, représentées figure II-6, déterminer les valeurs des discontinuités de bande d'une hétérojonction de matériaux qu'ils soient contraints ou non.

1.3.1 Hétérojonction de matériaux non contraints

Dans le cas d'une hétérojonction de deux matériaux A/B non contraints, les discontinuités de bande de conduction et de bande de valence sont définies respectivement par:

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= (E_c)^B - (E_c)^A \\ \Delta E_v &= \Delta E_{v,av} + \left(\frac{E_{so}}{3}\right)^B - \left(\frac{E_{so}}{3}\right)^A \end{aligned} \quad (2-18)$$

où $\Delta E_{v,av} = (E_{v,av})^B - (E_{v,av})^A$ avec pour convention $\Delta E_{v,av} > 0$ quand la bande de valence du matériau B est supérieure à celle du matériau A .

1.3.2 Hétérojonction de matériaux contraints

Dans le cas d'une couche contrainte, les références en bande de conduction E_c et en bande de valence $E_{v,av}$ du matériau adapté, varient avec la variation de volume (déformation hydrostatique) et deviennent :

$$\begin{aligned} E'_c &= E_c + a_c \varepsilon_H \\ E'_{v,av} &= E_{v,av} + a_v \varepsilon_H \end{aligned} \quad (2-19)$$

En remplaçant ces nouvelles références du matériau contraint, représentées sur la figure II-6, dans les formules (2-18), on peut déterminer les énergies de discontinuités de bandes d'un matériau contraint sur le substrat ou d'une hétérojonction de matériaux contraints.

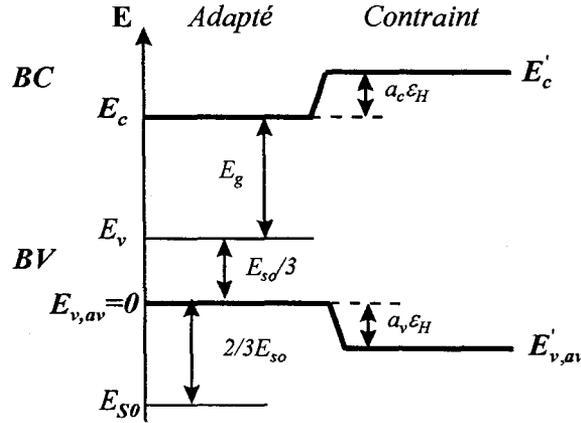


Figure II-6 : Représentation des références E_c en bande de conduction et $E_{v,av}$ en bande de valence d'un matériau adapté et contraint en compression (trait épais)

1.4 Masses effectives

Une des dernières propriétés électroniques nécessaire pour calculer les niveaux quantifiés d'énergie dans le puits est la masse effective des alliages AlGaInAs et GaInAsP. Ces masses effectives sont évaluées à partir de l'interpolation linéaire de celles des binaires suivant la relation (2-1) définie pour le paramètre de maille, l'effet de la contrainte sur ces masses étant négligé. Les masses effectives des binaires associés sont énumérées dans le tableau II-7 ci-dessous :

<i>Binaires</i>	$m_c^* (m_0)$	$m_{hh}^* (m_0)$	$m_{lh}^* (m_0)$
GaP	0,15	0,76	0,153
InP	0,082	0,85	0,089
AlAs	0,21	0,29	0,21
InAs	0,023	0,6	0,027
GaAs	0,0065	0,34	0,076

Tableau II-7 : Masses effectives des électrons, des trous lourds et des trous légers des binaires associés [2-3]

1.5 Indices de réfraction

La connaissance des indices de réfraction des matériaux est essentielle pour pouvoir optimiser le facteur de confinement optique du laser. Les indices de réfraction des matériaux dépendent de plusieurs paramètres : de la composition et du dopage [15] du matériau, de la densité de porteurs injectés dans le matériau lors de la polarisation du composant [16]... En ce qui concerne notre étude, nous la consacrerons tout d'abord aux modèles généraux donnant l'évolution de l'indice de réfraction en fonction des compositions des matériaux non contraints avant de les appliquer au cas des quaternaires AlGaInAs et GaInAsP. Puis, nous nous intéresserons plus particulièrement aux effets de la contrainte sur l'indice de réfraction.

1.5.1 Modèles généraux

Plusieurs modèles proposent une évolution de l'indice de réfraction en fonction de l'énergie des photons et de la composition du matériau. Deux modèles généraux fondés sur la théorie de l'oscillateur simple et des constantes diélectriques sont décrits ci-dessous.

1.5.1.1 *Modèle de l'oscillateur simple*

Dans la plupart de ces modèles, le point de départ du calcul de l'indice est le modèle de l'oscillateur simple développé par Wemple et Didomenico [17]. Ce modèle semi-empirique permet d'analyser l'indice de réfraction de plus d'une centaine de cristaux, du binaire au quaternaire, à des énergies situées en dessous de la bande interdite. Il est donné par l'expression suivante :

$$n^2(\nu) = 1 + \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - (h\nu)^2} \quad (2-20)$$

où h est la constante de Planck
 $E = h\nu$ est l'énergie du photon

Les deux énergies E_0 et E_d sont respectivement l'énergie de l'oscillateur simple et celle de la dispersion liée à l'intensité des transitions optiques interbandes. Elles peuvent être déterminées soit expérimentalement, soit par interpolation linéaire des indices des ternaires ou des binaires.

Cependant, ce modèle ne permet pas l'évaluation de l'indice aux énergies proches de la bande interdite même pour les composés binaires. Il n'est valable que pour des énergies nettement en dessous de l'énergie de bande interdite.

Pour expliquer la dispersion de l'indice aux alentours de l'énergie de bande interdite, Afromowitz [18] propose un modèle modifié de l'oscillateur simple qui prend en compte les contributions des transitions d'énergie supérieure. L'indice est alors donné par la formule suivante :

$$n^2(E) = 1 + \frac{E_d}{E_0} + \frac{E_d E^2}{E_0} + \frac{\eta E^4}{\pi} \ln \left(\frac{2E_0^2 - E_g - E^2}{E_g^2 - E^2} \right) \quad (2-21)$$

$$\text{où} \quad \eta = \frac{\pi E_d}{2E_0^3 (E_0^2 - E_g^2)}$$

avec E_g l'énergie de bande interdite

1.5.1.2 Modèle des constantes diélectriques

Adachi [19] propose un modèle général sur les constantes diélectriques des semiconducteurs fondé sur les transitions interbandes. La partie réelle de la constante diélectrique est une fonction de l'énergie du photon. Les transitions influençant le plus fortement la partie réelle de la constante diélectrique sont E_g et $E_g + E_{so}$ avec E_g le gap direct et E_{so} la séparation spin-orbite. L'indice de réfraction est alors donné par :

$$n^2(\omega) = \varepsilon_1(\omega) = A \left\{ f(\chi) + \frac{1}{2} \left[\frac{E_g}{E_g + E_{so}} \right]^{3/2} f(\chi_{so}) \right\} + B \quad (2-22)$$

$$\text{avec} \quad \chi = \frac{\hbar\omega}{E_g} \quad \text{et} \quad \chi_{so} = \frac{\hbar\omega}{E_g + E_{so}}$$

$$f(\chi) = \chi^{-2} \left[2 - (1+\chi)^{(1/2)} - (1-\chi)^{(1/2)} \right] \text{ si } \chi < 1$$

$$f(\chi) = \chi^{-2} \left[2 - (1+\chi)^{(1/2)} \right] \text{ si } \chi > 1$$

A et B sont deux coefficients déterminés expérimentalement suivant la composition du matériau.

1.5.2 Application aux quaternaires

Différents auteurs ont évalué les paramètres matériaux des modèles décrits précédemment. Nous avons reporté ci-dessous ceux concernant les quaternaires GaInAsP et AlGaInAs.

1.5.2.1 GaInAsP

- Modèle de l'oscillateur simple modifié

Broberg et Lindgren [20] proposent des expressions pour les énergies de l'oscillateur E_0 et de dispersion E_d intervenant dans le modèle de l'oscillateur simple modifié décrit par la relation (2-21). Ces énergies, obtenues par la méthode de l'angle de Brewster, sont données en fonction de la composition en (x,y) de $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$, par les relations suivantes (unités eV):

$$\begin{aligned} E_0 &= 0,595x^2(1-y) + 1,626xy - 1,891y + 0,524x + 3,391 \\ E_d &= (12,36x - 12,71)y + 7,54x + 28,91 \end{aligned} \quad (2-23)$$

- Modèle des constantes diélectriques

Adachi a adapté son modèle au cas du quaternaire $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$. Il a évalué les constantes A et B intervenant dans la relation (2-22) qui sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} A(y) &= 8,4 - 3,4y \\ B(y) &= 6,6 + 3,4y \end{aligned} \quad (2-24)$$

Quant aux énergies relatives au gap E_g et à l'énergie de "split-off" E_{so} intervenant également dans la relation (2-22), elles ont été évaluées à partir de spectres d'électrorélectivité pour le quaternaire adapté par Perea [21] et sont données par (unités eV):

$$\begin{aligned} E_g &= 1,35 - 0,883y + 0,25y^2 \\ E_g + E_{so} &= 1,466 - 0,557y + 0,129y^2 \end{aligned} \quad (2-25)$$

Les différentes variations de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde du quaternaire GaInAsP selon les modèles que nous venons d'introduire sont représentées figure II-7.

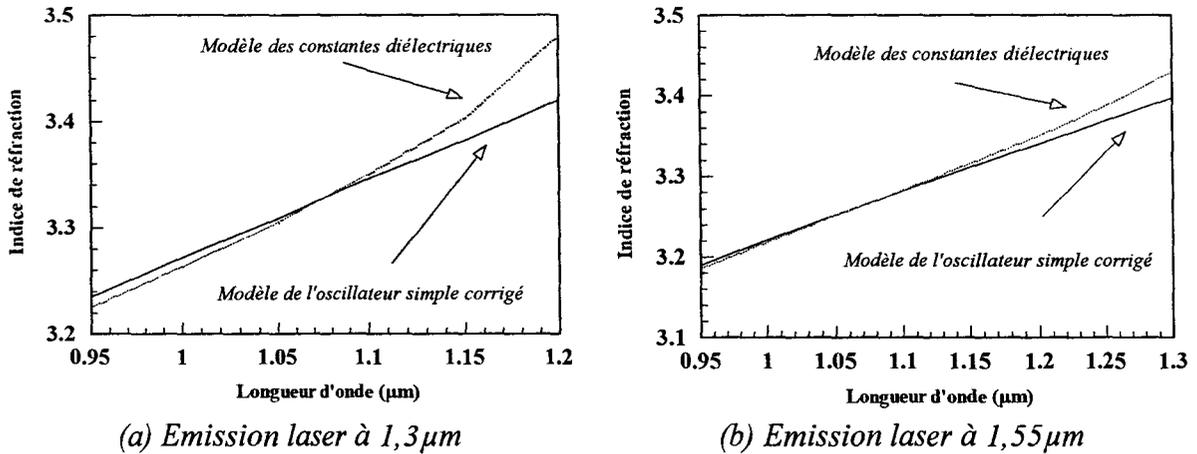


Figure II-7 : Evolution de l'indice de réfraction de GaInAsP en fonction de la longueur d'onde selon différents modèles d'indice

Les deux modèles sont en bon accord pour des longueurs d'onde nettement inférieures à celle de l'émission laser. En revanche, pour des longueurs d'onde proches de l'émission laser, le modèle d'Adachi fondé sur les constantes diélectriques diverge. Nous adopterons donc de préférence le modèle de l'oscillateur simple corrigé pour l'évaluation des indices de réfraction de l'alliage GaInAsP.

1.5.2.2 AlGaInAs

- Modèle de l'oscillateur simple modifié

Nojima et Asahi [22] ont déterminé à partir de mesures de réflectivité sur des structures à multipuits quantiques GaInAs/AlInAs l'expression des énergies de l'oscillateur E_0 et de dispersion E_d (paramètre de maille adapté sur InP) utilisées dans l'expression (2-21) associée au modèle de l'oscillateur simple. Ces énergies sont données par les relations (unités eV):

$$\begin{aligned} E_0 &= 1,061z + 2,02 \\ E_d &= 6,336z + 20,9 \end{aligned} \quad (2-26)$$

où $0 \leq z \leq 1$ est la concentration en $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ dans $(\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As})_z(\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As})_{1-z}$

- Modèle empirique de Mondry

L'évolution de l'indice de réfraction d'AlGaInAs en fonction de la longueur d'onde proposée par Mondry [23] est fondée sur des techniques de spectroscopie par réflexion réalisées sur des films minces de (Al,Ga,In)As. De ces résultats expérimentaux, il en déduit une relation empirique se présentant sous la forme suivante :

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C^2} \quad (2-27)$$

où les coefficients A, B, C donnés pour une longueur d'onde λ en μm sont :

$$\begin{aligned} A(z) &= 9,689 - 1,012z \\ B(z) &= 1,59 - 0,376z \\ C(z) &= 1102,4 - 702z + 330,4z^2 \end{aligned} \quad (2-28)$$

où $0,3 \leq z \leq 1$ est la concentration en $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ dans $(\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As})_z(\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As})_{1-z}$

- Détermination expérimentale de De Bernardi et de Dinges

L'indice d'AlGaInAs a été mesuré par De Bernardi [24] par la technique de spectroscopie de coupures modales en ondes guidées pour différentes compositions. Dinges [25] a également mesuré des indices de ce quaternaire par ellipsométrie.

Les différents modèles d'évolution de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde du quaternaire AlGaInAs et les mesures sont reportées figure II-8.

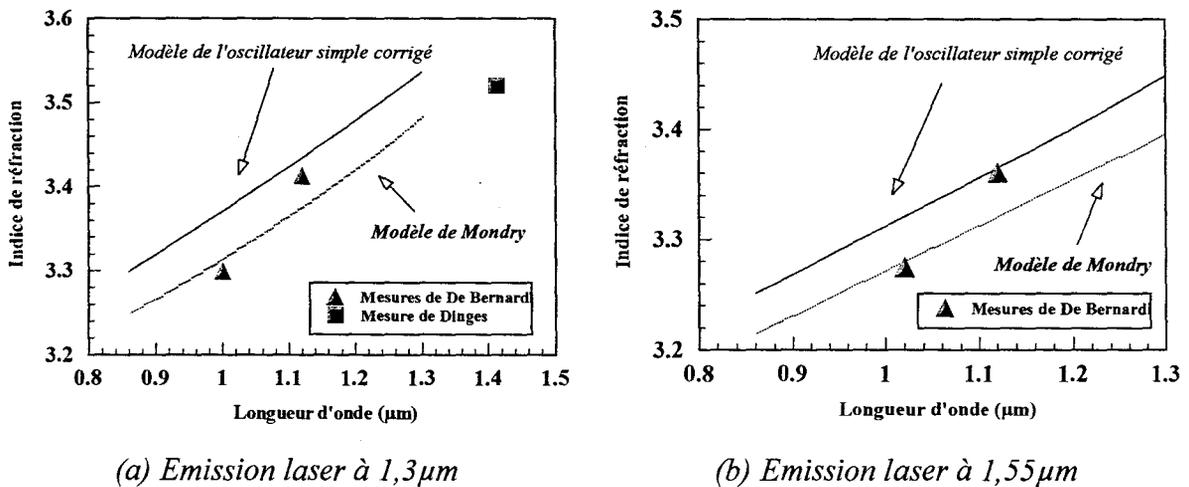


Figure II-8 : Indices de réfraction mesurés et calculés en fonction de la longueur d'onde du quaternaire AlGaInAs

Les deux modèles présentent chacun une évolution quasiment linéaire de l'indice avec la longueur d'onde mais avec un écart de 2% sur la valeur de l'indice. Les mesures de De Bernardi et de Dinges se situent entre les deux modèles.

1.5.3 Influence de la contrainte

La contrainte, modifiant la structure de bandes et donc les énergies de transitions, influence directement sur l'indice de réfraction du matériau. Le modèle d'énergie d'Adachi peut prendre en compte la modification des énergies de transitions avec la contrainte. Il est clair que ce modèle ne décrit pas rigoureusement la modification de la structure de bande avec la contrainte mais il permet d'obtenir une estimation de l'indice de réfraction d'un matériau contraint.

Sous l'effet d'une contrainte biaxiale, le matériau subit, comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.2, une déformation hydrostatique et uniaxiale modifiant l'énergie de bande interdite E_g en $E_g + \Delta E_{hh}$ pour les trous lourds et en $E_g + \Delta E_{lh}$ pour les trous légers. L'énergie de "split-off" E_{so} ne subit qu'une modification liée à la déformation hydrostatique du matériau que l'on note $\Delta(E_g + E_{so})$. Si l'on néglige les couplages spin-orbite, les différentes contributions modifiant l'énergie de bande interdite E_g sont données par les expressions ci-dessous :

$$\begin{aligned}\Delta E_{hh} &= \varepsilon_{//} \left[2a \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} - b_v \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right] \\ \Delta E_{lh} &= \varepsilon_{//} \left[2a \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} + b_v \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right] \\ \Delta(E_g + E_{so}) &= \varepsilon_{//} \left[2a \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right]\end{aligned}\quad (2-29)$$

Si l'on néglige les niveaux quantifiés s'ajoutant aux énergies $E_g + \Delta E_{hh}$ et $E_g + \Delta E_{lh}$, l'indice de réfraction peut se mettre, selon le modèle d'Adachi, sous la forme [26]:

$$n^2(\omega) = \frac{1}{2} A \left\{ \left[\frac{E_g}{E_g + \Delta E_{hh}} \right]^{3/2} f(\chi_{hh}) + \left[\frac{E_g}{E_g + \Delta E_{lh}} \right]^{3/2} f(\chi_{lh}) \right. \\ \left. + \left[\frac{E_g}{E_g + E_{so} + \Delta(E_g + E_{so})} \right]^{3/2} f(\chi_{so}) \right\} + B \quad (2-30)$$

$$\chi_{hh} = \frac{E_g}{E_g + \Delta E_{hh}}$$

avec
$$\chi_{lh} = \frac{E_g}{E_g + \Delta E_{lh}}$$

$$\chi_{so} = \frac{E_g}{E_g + E_{so} + \Delta(E_g + E_{so})}$$

A partir de ce modèle, nous avons calculé un indice de réfraction de 3,5 pour le quaternaire GaInAsP de longueur d'onde de base $1,1\mu\text{m}$ contraint en compression à +0,71%, matériau de puits utilisé dans les structures laser étudiées. Même si cette valeur n'est qu'approximative, elle sera suffisante pour comparer le facteur de confinement des structures laser de type SCH et GRINSCH étudiées au chapitre 4.

2. Comparaison des propriétés des quaternaires AlGaInAs et GaInAsP

Nous comparerons, dans ce paragraphe, les propriétés physiques et physico-chimiques des deux systèmes AlGaInAs/InP et GaInAsP/InP en vue de l'optimisation de structures laser peu sensibles en température.

2.1 D'un point de vue physique

2.1.1 Discontinuités de bande

Le système AlGaInAs/InP présente l'avantage de posséder des discontinuités de bande de conduction plus grandes par rapport au système GaInAsP/InP. En effet, à même énergie de gap, si l'on considère la différence de gap ΔE_g entre les matériaux de puits et de barrières, la discontinuité de bande de conduction ΔE_c dans la filière Aluminium représente approximativement 70% de ΔE_g contre 40% dans la filière Phosphore [27]. Les électrons étant des porteurs plus mobiles que les trous, il est plus intéressant de les confiner dans un puits plus profond de manière à prévenir plus efficacement la fuite de ces porteurs vers les barrières sous l'effet de l'élévation de la température.

Pour comparer la fuite des électrons à travers les hétérojonctions dans les filières Aluminium et Phosphore, nous avons représenté figure II-9 les bandes de conduction et de valence des ces deux systèmes. Sous une même température d'excitation, les électrons du puits ont plus de chance de rester confinés au fond dans le système Aluminium que dans le système Phosphore.

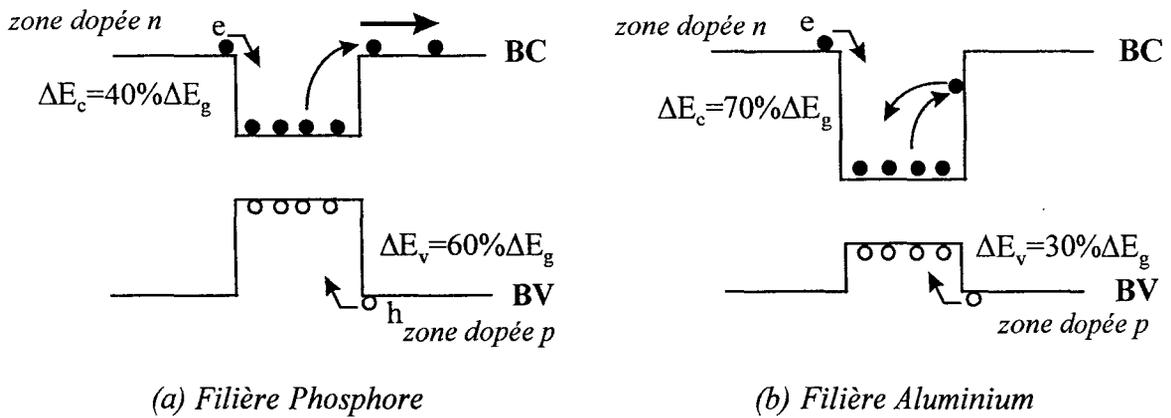


Figure II-9 : Schématisation de la fuite des électrons vers les barrières dans les systèmes GaInAsP/InP (a) et AlGaInAs/InP (b)

2.1.2 Indices de réfraction

A même énergie de bande interdite, le quaternaire AlGaInAs présente un indice de réfraction plus élevé que le quaternaire GaInAsP. A titre d'exemple, nous avons reporté dans le tableau II-8, les indices de réfraction des quaternaires GaInAsP et AlGaInAs de longueur d'onde $1,1\mu\text{m}$ pour une émission laser $1,3\mu\text{m}$.

	<i>Modèle de l'oscillateur simple</i>	<i>Modèle de Mondry</i>
GaInAsP $1,1\mu\text{m}$	3,346	-
AlGaInAs $1,1\mu\text{m}$	3,423	3,365

Tableau II-8 : Indice de réfraction de GaInAsP et d'AlGaInAs selon différents modèles pour une émission laser $1,3\mu\text{m}$

Il en résulte que les lasers de la filière aluminium présentent des facteurs de confinement plus importants. Typiquement, le facteur de confinement par puits Γ_w d'une structure laser MQW "tout Phosphore" n'est que de 0,01 contre 0,02 pour une structure laser "tout aluminium". Plus le facteur de confinement optique est élevé, meilleur devraient être les performances lasers notamment en terme de courant de seuil.

2.1.3 Processus non radiatifs

Lors de la croissance épitaxiale de matériaux, l'apparition de pièges est beaucoup plus fréquente dans les matériaux aluminés que dans les matériaux phosphorés. Cette différence est facilement observable en photoluminescence, technique de caractérisation expérimentale quantifiant les recombinaisons radiatives. Ces pièges, donnant lieu à des recombinaisons non

radiatives, affectent directement les performances du laser (augmentation des pertes internes, du courant de seuil....)

2.2 D'un point de vue physico-chimique

Le quaternaire GaInAsP présente généralement des propriétés chimiques plus favorables que l'alliage AlGaInAs. En effet, l'épitaxie de l'alliage AlGaInAs est plus délicate dans le sens où les matériaux à forte concentration en aluminium ont tendance à incorporer lors de leur croissance des impuretés comme l'oxygène. De plus, le matériau à base d'aluminium est plus sensible à l'oxydation lorsqu'il est exposé à l'air, les facettes miroirs du laser étant les premières affectées.

Cependant, la présence d'un seul élément V dans l'alliage AlGaInAs présente des avantages par rapport à GaInAsP. Tout d'abord, la réalisation de cet alliage par EJM s'en trouve facilitée comme nous le verrons au paragraphe 3.2.1.1. De plus, les interfaces de AlGaInAs/InP sont beaucoup plus abruptes que celles de GaInAsP/InP facilitant ainsi l'élaboration de super-réseaux. De plus, comme nous le verrons au paragraphe 3.2.1, il est plus aisé de réaliser des variations graduelles de composition en AlGaInAs plutôt qu'en GaInAsP (structure laser GRINSCH).

3. Techniques expérimentales et méthodologie suivie pour la mise au point des structures laser

Avant de réaliser une structure laser, une étude préliminaire de diffraction par rayons X et par photoluminescence sur plusieurs épitaxies intermédiaires de mise au point a été effectuée. Nous décrirons donc dans ce paragraphe les différentes techniques expérimentales mises en jeu dans cette étude ainsi que la démarche expérimentale suivie pour mettre au point une structure laser.

3.1 Description des techniques expérimentales

3.1.1 Epitaxie par jets moléculaires (EJM)

L'apparition des nouvelles techniques de croissance par épitaxie par jets moléculaires (EJM) dans les années 70 a permis la croissance de plusieurs couches minces successives sous ultravide. L'EJM repose sur la condensation de flux atomiques ou moléculaires des éléments constitutifs du matériau à épitaxier sur un substrat cristallin (méthode des 3 températures [28]).

Cette technique, caractérisée par une faible vitesse de croissance de l'ordre de $1\mu\text{m}/\text{heure}$, permet d'avoir un bon contrôle de l'épaisseur (voire au plan atomique près dans les cas les plus favorables), du dopage et de la composition des matériaux. Il est possible de réaliser des interfaces abruptes de matériaux. Un des avantages importants de l'EJM pour la croissance des matériaux III-V est l'incorporation stoechiométrique en phase solide des éléments III et V pourvu que ce dernier soit présent en excès, la vitesse de croissance étant alors fixée uniquement par celles des éléments III. C'est pour toutes ces raisons que l'épitaxie par jets moléculaires est très utilisée en microélectronique III-V et en optoélectronique.

Les structures laser ont été épitaxiées à l'IEMN dans un bâti d'épitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses Riber 32 ou "Gas Source Molecular Beam Epitaxy" GSMBE en terminologie anglosaxonne. Ce bâti possède 4 sources solides pour les éléments III: Indium ($\times 2$), Gallium, Aluminium, deux autres sources pour le dopage: Silicium pour le dopant n et Béryllium pour le dopant p , et enfin, 2 sources gazeuses pour les éléments V: Phosphine (PH_3) et Arsine (AsH_3). Le réglage du flux des éléments III est obtenu en ajustant la température des cellules d'évaporation contenant les sources solides. Quant aux éléments V, ils sont obtenus par craquage de la molécule de gaz PH_3 ou AsH_3 en respectivement P_2 et As_2 accompagné d'un dégagement d'hydrogène H_2 . Un système de caches mécaniques se situant devant les cellules d'évaporation des sources solides et de vannes sur le circuit des gaz permet de réaliser des changements abruptes du profil de composition ou de dopage du matériau.

Le bâti dispose également d'un système de contrôle *in situ* de la croissance des couches : la diffraction d'électrons rasants à haute énergie (RHEED Reflexion High Energy Electron Diffraction en terminologie anglosaxonne). Ce système de contrôle permet de relever l'évolution de l'intensité de la tâche spéculaire (faisceau d'électrons réfléchis) en fonction du temps lors de la croissance d'un matériau, c'est-à-dire ce qu'on appelle les oscillations RHEED. Ces oscillations sont caractérisées par une intensité maximale de la tâche spéculaire (surface lisse) lorsqu'une monocouche est complètement déposée (une période d'oscillation), et minimale (surface plus rugueuse) lorsque la monocouche est à moitié complète ($1/2$ période d'oscillation) [28]. L'analyse de ces oscillations RHEED permet donc d'obtenir des informations sur l'état de rugosité microscopique de la surface de croissance et d'évaluer, à partir des mesures des vitesses de croissance des binaires (GaAs , AlAs , InP ...) sur leur substrat

respectif (GaAs, AlAs, InP...), de remonter à une composition fiable en éléments III d'un alliage en supposant que la totalité de ces éléments III adhère au substrat.

La configuration du bâti permet de réaliser différents alliages, du binaire au quaternaire, que ce soit dans la filière InP ou GaAs. Elle est donc particulièrement adaptée à la réalisation de structures laser multi-puits quantiques sur InP. De plus, l'existence de deux cellules d'Indium facilite la commutation rapide d'une composition à une autre et permet ainsi d'augmenter le nombre de combinaisons de matériaux envisageables dans la zone des multi-puits quantiques. L'atout principal du bâti pour l'étude de structures laser alumino-phosphorées est qu'il est équipé d'une cellule d'Aluminium et de Phosphore offrant la possibilité de mêler des alliages à base d'aluminium et de phosphore dans une même structure laser. On peut donc ainsi espérer bénéficier dans une même structure laser des avantages de ces deux matériaux.

3.1.2 Diffraction par rayons X (DRX)

3.1.2.1 Principe

La diffraction par rayons X (DRX) est une technique de caractérisation non destructive permettant d'obtenir des informations sur la qualité cristalline du matériau épitaxié : épaisseurs, déformation subie par la couche contrainte...

Le principe est le suivant : la structure cristalline du semiconducteur, de par sa périodicité, va diffracter le faisceau de rayons X de manière constructive dans certaines directions telles que la relation de Bragg ci-dessous soit vérifiée :

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2-30)$$

avec d la distance interatomique
 θ l'angle de diffraction
 λ est la longueur d'onde des rayons X
 n est un entier représentant l'ordre de diffraction

3.1.2.2 Application aux matériaux contraints

Le désaccord de maille des matériaux massifs a été évalué par analyse de la diffraction par rayons X.

Le substrat InP donne un pic de diffraction intense dont la position sert de référence. Les matériaux massifs donne également un pic de diffraction dont l'intensité est plus ou moins intense selon l'épaisseur. La position angulaire de ce pic par rapport à celui du substrat permet de remonter au désaccord de maille perpendiculaire du matériau par la relation :

$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\perp} = -\cot an(\theta)\Delta\theta \quad (2-32)$$

où θ est l'angle de Bragg des conditions expérimentales exprimé en radians
 $\Delta\theta$ est l'écart angulaire entre les deux pics

A partir de la théorie de l'élasticité, il est possible de remonter au désaccord de maille parallèle du matériau relaxé par rapport au substrat par une relation que nous rappelons ici :

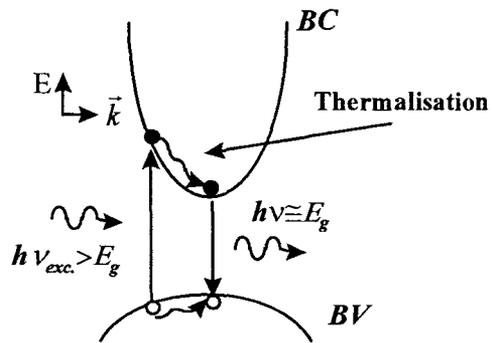
$$\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_0 = \frac{a_0 - a_{//}}{a_{//}} = \left(\frac{C_{11}}{C_{11} + 2C_{12}}\right)\left(\frac{\Delta a}{a}\right)_{\perp} \quad (2-33)$$

3.1.3 Photoluminescence (PL)

3.1.3.1 Principe

La photoluminescence (PL) est une méthode d'analyse non destructive de couches par excitation photonique. Elle consiste en la création de paires électron-trou par absorption de photons d'énergie $h\nu_{exc.}$ supérieure à celle de la bande interdite E_g et en la recombinaison de ces paires par un processus radiatif [29]. Les porteurs sont

généralement photocréés à une énergie supérieure à celle du gap. Ils se thermalisent ensuite rapidement par émission de phonons optiques puis acoustiques jusqu'aux extremums des bandes de valence et de conduction. Enfin, une partie de ces paires électron-trou créées se recombine en émettant un photon d'énergie proche de celle de l'énergie de bande interdite du matériau.



La photoluminescence, simple de mise en œuvre et ne nécessitant pas de préparation de l'échantillon, permet d'obtenir rapidement des informations sur le matériau comme entre autre l'énergie de bande interdite. Mais, elle possède quelques limites. Un des inconvénients de celle-ci est que l'on n'observe que les transitions associées aux bandes ou niveaux fondamentaux de la structure (à kT près). Le processus de thermalisation étant très rapide, il est difficile d'observer des transitions liées aux niveaux supérieurs d'un puits quantique par exemple. Il est délicat également d'observer dans une structure à multi-puits quantiques des transitions liées au matériau de barrière. En effet, vu la faible épaisseur des barrières et leur plus grande énergie de bande interdite, la majorité des porteurs se recombine dans les puits. D'autres types de techniques permettent l'observation plus facile des transitions non fondamentales dans les puits. Une des méthodes possibles sera développée dans le chapitre III.

3.1.3.2 Banc de Photoluminescence

Le banc de PL disponible à l'IEMN est représenté figure II-10. Deux sources excitatrices sont disponibles. La première est un *laser à Argon ionisé* (Ar^+) possédant plusieurs longueurs d'onde comprises entre 457,9nm (violet) et 514,5nm (vert) pouvant atteindre des puissances de 2 watts en continu. Les puissances excitatrices généralement utilisées sont nettement inférieures et sont de l'ordre de la dizaine de mW. A la sortie du laser se trouve un filtre passe-bande centré sur la raie sélectionnée qui permet de s'affranchir des raies d'émission spontanées. Le faisceau est réfléchi par un miroir vers un prisme à réflexion totale. Une deuxième source excitatrice, intercalée entre le miroir et le prisme, est disponible. Il s'agit d'un *laser YAG* de longueur d'onde 1,064 μ m et de puissance maximale continue de 500mW. Une lentille placée derrière le prisme permet de focaliser le faisceau incident et de recueillir la luminescence de l'échantillon. Le faisceau parallèle obtenu issu de l'échantillon est ensuite focalisé sur la fente d'entrée d'un monochromateur à réseau à l'aide d'une deuxième lentille. Deux types de réseaux sont disponibles suivant la gamme de longueur d'onde (600traits/mm et 1200traits/mm). Un filtre réjecteur placé à l'entrée de la fente du monochromateur permet de s'affranchir de la lumière excitatrice diffusée. Deux détecteurs sont utilisables suivant la gamme de longueur d'onde : un photomultiplicateur à cathode GaInAs (0,2 μ m à 1 μ m) ou une photodiode GaInAs de type PIN (1 μ m à 1,7 μ m) reliés à un amplificateur à détection synchrone. Les données sont récupérées par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition, le tout étant géré par un ordinateur.

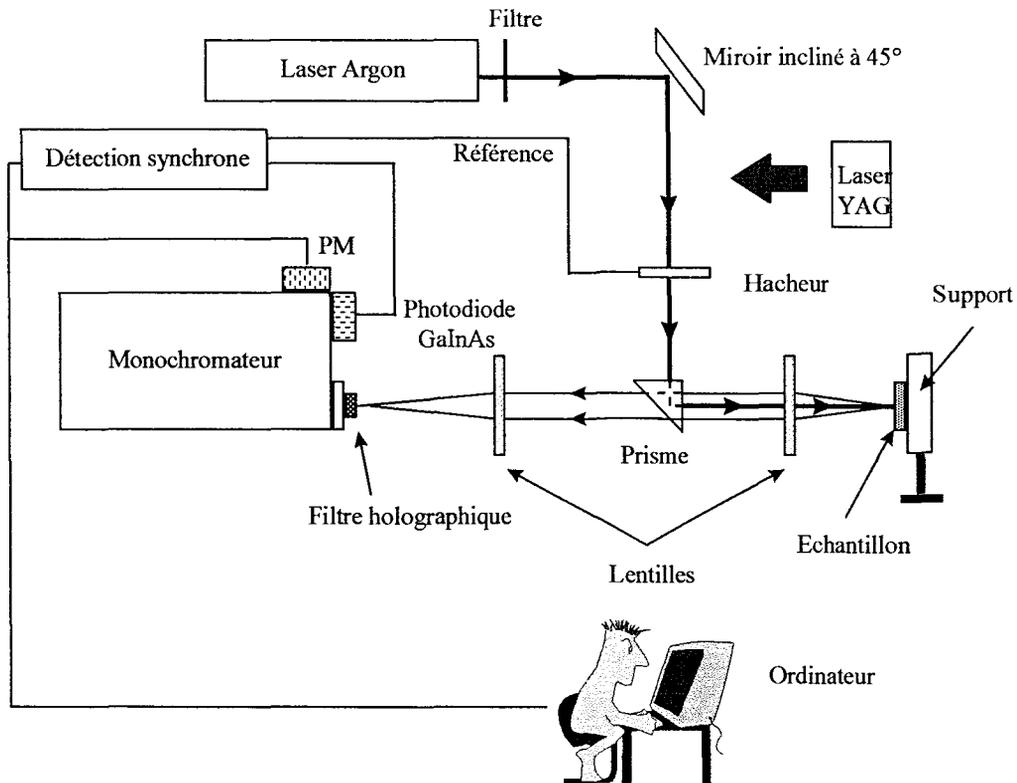


Figure II-10 : Dispositif expérimental de la PL

3.1.3.3 Application aux couches et structures laser

Une structure laser est composée d'une zone à multipuits quantiques entourée de couches de confinement, le tout étant recouvert de $2,5\mu\text{m}$ d'InP et d'une couche de contact en GaInAs fortement dopée. Dans toutes les structures laser étudiées en PL, la couche de contact a été enlevée au préalable par gravure chimique afin d'éviter la déformation du spectre de PL liée à l'absorption du GaInAs (décalage en longueur d'onde, chute du rendement de PL...). Ces structures ont été excitées au maximum de puissance du laser YAG soit environ 240mW de valeur moyenne, la forte puissance d'excitation en PL reflétant les conditions de forte injection dans le composant laser. Il est à noter qu'il est impossible d'exciter le cœur laser avec la source Argon sans enlever la couche d'InP, la quasi totalité de la puissance était absorbée dans la couche épaisse d'InP. Cette source Argon est utilisée pour caractériser les structures dites MQW, couche laser ne contenant que la zone des multi-puits quantiques entourée des couches de confinement ou non ainsi que les matériaux massifs tels que les quaternaires aluminés et phosphorés sous une puissance moyenne d'excitation de 40mW.

Afin de s'affranchir de pertes liées au banc de PL, les intensités maximales de PL des structures MQW et des structures laser seront généralement normalisées par rapport à celle d'un échantillon de référence.

3.2 Mise au point des structures laser

Le bâti d'épitaxie à sources gazeuses étant arrivé à l'IEMN au début de ce travail, il a fallu tout d'abord mettre au point les différents quaternaires GaInAsP et AlGaInAs adaptés et contraints utilisés dans la zone active des structures laser avant de les réaliser. Par souci de simplicité, nous noterons par la suite les alliages GaInAsP et AlGaInAs respectivement par les abréviations suivantes Q_P et Q_{Al} suivi de la longueur d'onde comme par exemple, $Q_P 1,1\mu m$ pour le GaInAsP de longueur d'onde $1,1\mu m$.

Nous allons donc décrire, dans un premier temps, la démarche systématique adoptée pour la croissance des matériaux aluminés et phosphorés. Puis, nous détaillerons la méthodologie choisie pour la mise au point des structures laser MQW contraintes selon que le puits contraint soit en Q_P ou en Q_{Al} .

Les différentes épitaxies étudiées dans ce travail ont été réalisées à l'IEMN par J.P. Gouy de l'équipe optoélectronique et par F. Mollet et C. Coinon de l'équipe épitaxie. La diffraction par rayons X a tout d'abord été effectuée au laboratoire de Structures et Propriétés de l'Etat Solide de l'U.S.T.L par X. Wallart de l'équipe épitaxie de l'IEMN et ensuite, par C. Coinon, l'IEMN s'étant équipé récemment d'un diffractomètre.

3.2.1 Méthodologie pour la mise au point des matériaux GaInAsP et AlGaInAs

La méthodologie adoptée de manière générale pour la mise au point d'un quaternaire ou d'une structure laser est la suivante. Nous avons tout d'abord mesuré les valeurs absolues des flux des éléments III de chaque cellule utilisée par mesures de vitesse de croissance des alliages binaires. Ces mesures sont effectuées systématiquement avant chaque mise au point d'un matériau étant donné que les flux des éléments III varient dans le temps selon la configuration spatiale de la cellule, la quantité restante d'élément III dans le creuset... Chaque vitesse de croissance des éléments III est mesurée sur des carrés de AsGa pour les éléments Ga et Al et sur de l'InP pour l'In. Ces vitesses de croissance sont évaluées à partir de l'analyse des oscillations RHEED. Si l'on suppose que la totalité des atomes des éléments III des flux

adhèrent au substrat, il est possible de remonter à une valeur fiable de la composition en éléments III des matériaux.

En ce qui concerne l'incorporation des éléments V, deux cas de figure se présentent selon que le matériau à épitaxier présente un ou deux éléments V comme c'est le cas respectivement des alliages AlGaInAs et GaInAsP. Si l'alliage ne présente qu'un seul élément V, la composition de l'alliage est complètement déterminée par la connaissance des flux en éléments III. Par contre, si l'alliage possède deux éléments V comme pour GaInAsP, alors il est nécessaire d'étalonner le rapport des flux en éléments V qui est différent dans les phases gazeuses et solides. Pour illustrer ces problèmes d'incorporation des éléments V, nous avons représenté figure II-11 le taux d'incorporation en éléments V dans l'alliage $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$ en fonction du rapport en éléments V dans les flux. On constate que pour des quaternaires riches en As ($y < 0,2$), l'incorporation en As et P dans le matériau est équivalent au taux As/P dans les flux. Par contre, pour des concentrations riches en P ($y > 0,2$), il est nécessaire de surdoser le flux de phosphine par rapport à celui de l'arsine pour atteindre les proportions désirées.

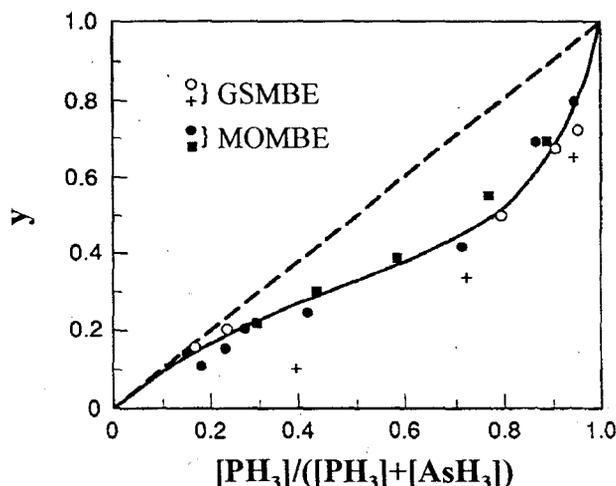


Figure II-11 : Taux d'incorporation du phosphore dans l'alliage $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$ en fonction de la quantité relative de phosphine dans les flux [3]

La démarche adoptée pour élaborer le Q_p est la suivante. Le rapport des flux en éléments III (Ga/In) étant déterminé à partir de l'analyse des mesures d'oscillations RHEED, ils constituent une donnée fiable pour évaluer la composition en éléments III dans l'hypothèse de leur totale incorporation. Il a fallu ensuite étalonner le rapport des flux en éléments V. Pour cela, trois épitaxies de Q_p présentant des flux constants en éléments III mais variables en éléments V ont été réalisées. Ces trois échantillons ont ensuite été analysés par une étude combinée de photoluminescence et de DRX.

A titre d'illustration, nous avons représenté figure II-12 les spectres de PL des 3 épitaxies de mise au point du Q_P 1,1 μm et du profil de diffraction de celui se rapprochant le plus près en longueur d'onde de 1,1 μm par valeur inférieure.

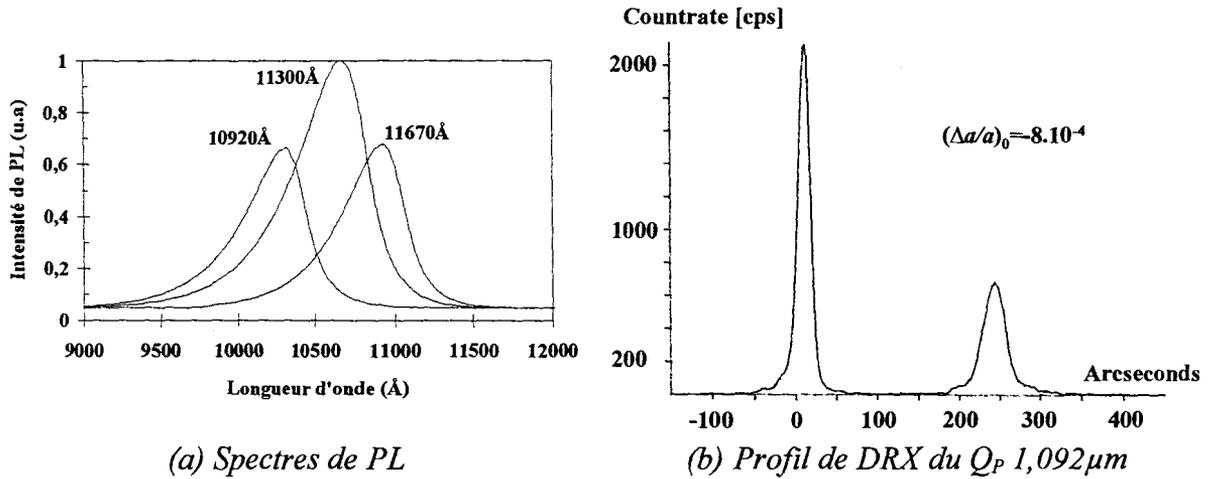


Figure II-12 : Spectres de PL et profil de diffraction de rayons réalisés pour la mise au point du Q_P 1,1 μm

Pour valider ces Q_P , nous avons tracé figure II-13 l'évolution théorique du désaccord de maille (relation 2-2) en fonction de la longueur d'onde du Q_P relaxé (relations 2-8 et 2-10) et contraint (relations 2-16 et 2-10) avec nos points expérimentaux pour lesquels les longueurs d'onde ont été déterminées par PL et les désaccords de maille par DRX comme le montre la figure II-13. L'évolution théorique a été obtenue en modifiant la composition en éléments V de part et d'autre de la composition nominale du Q_P 1,1 μm repérée par un désaccord de maille nul, tout en gardant la composition en éléments III constante.

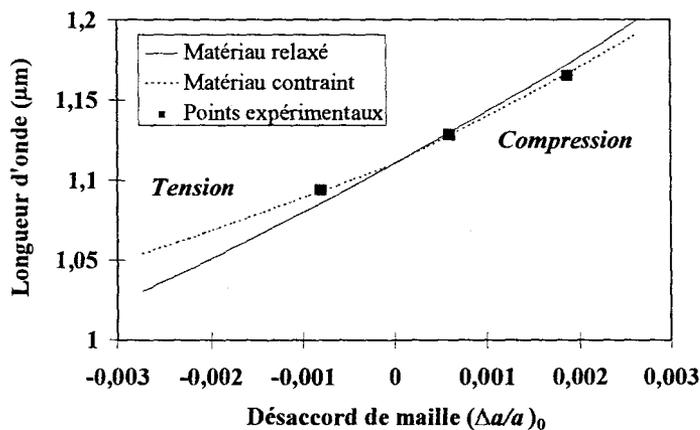


Figure II-13 : Evolution de la longueur d'onde du matériau relaxé et contraint dans le cas du Q_P 1,1 μm de composition nominale en fonction du désaccord de maille

D'après la figure II-13, on constate que les 3 Q_P expérimentaux sont contraints et non relaxés. Les Q_P présentant un désaccord de maille inférieur à 0,001 en valeur absolue sont donc adaptés sur le substrat InP. Nous adopterons ici le Q_P 1,09 μm de désaccord de maille de -8.10^{-4} , Q_P proche de la composition nominale par valeur inférieure (la longueur d'onde d'émission du composant laser se décalant plus facilement vers les grandes longueurs avec l'injection des porteurs). Un deuxième Q_P de longueur d'onde 1,15 μm a été mis au point de manière similaire pour ce travail.

Cette méthode de mise au point du Q_P à partir de l'analyse combinée des oscillations RHEED et de PL se révèle efficace. Cette étude préliminaire de mesures d'oscillations RHEED et de PL, permettant de s'affranchir de mesures de désaccord de maille en DRX, a été réalisée systématiquement pour la mise au point de nouveaux matériaux GaInAsP ou AlGaInAs. De plus, les flux et les vitesses de croissance des éléments III de ces matériaux mis au point ont été mesurés et réajustés systématiquement avant chaque nouvelle campagne de croissance de structures laser.

3.2.2 Mise au point des puits contraints en Q_P

3.2.2.1 *Optimisation théorique de la contrainte*

Pour réaliser une structure laser à puits en Q_P contraints en compression, il a d'abord fallu optimiser la contrainte espérée du puits permettant une émission laser à une longueur d'onde fixée ici à 1,3 μm pour des puits de 80Å de large. Pour cela, nous avons représenté figure II-14, l'évolution de la longueur d'onde du Q_P de composition dérivée de celle du Q_P 1,1 μm en fonction du désaccord de maille (éléments III constants, éléments V variables). En tenant compte de la position des premiers niveaux quantifiés des électrons et des trous lourds dans le puits qui fixent la longueur d'onde de l'émission laser, il est nécessaire que la longueur d'onde associée à la bande interdite du matériau contraint du puits soit environ de 1,36 μm pour une épaisseur de puits de 80 Å. Dans ces conditions le désaccord de maille est de +0,7% (compression) comme le montre la figure II-14.

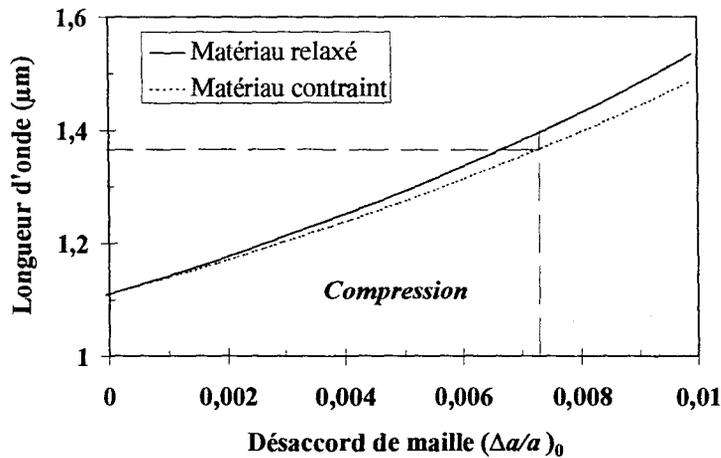


Figure II-14 : Evolution de la longueur d'onde du Q_P 1,1µm de base relaxé et contraint de manière compressive en fonction du désaccord de maille

3.2.2.2 Optimisation expérimentale des puits contraints

Pour réaliser expérimentalement les puits en Q_P contraint en compression dans des barrières en Q_{Al}, nous avons gardé la même méthodologie que pour la mise au point du Q_P 1,1µm décrite précédemment, à savoir rapport des flux constant en éléments III et variable en éléments V (flux d'arsine fixe, flux de phosphine variable). Pour étalonner ce rapport de flux en éléments V, une épitaxie contenant 3 puits de 80Å de Q_P présentant différents taux As/P dans les flux a été réalisée dans des barrières en Q_{Al} par exemple. Ces 3 puits de compositions différentes donnent lieu à 3 pics distincts de photoluminescence représentés figure II-15. Les paramètres de croissance du puits contraint adoptés sont ceux donnant lieu à un pic de PL à une longueur d'onde de 1,29µm, longueur d'onde la plus proche de celle de l'émission laser visée.

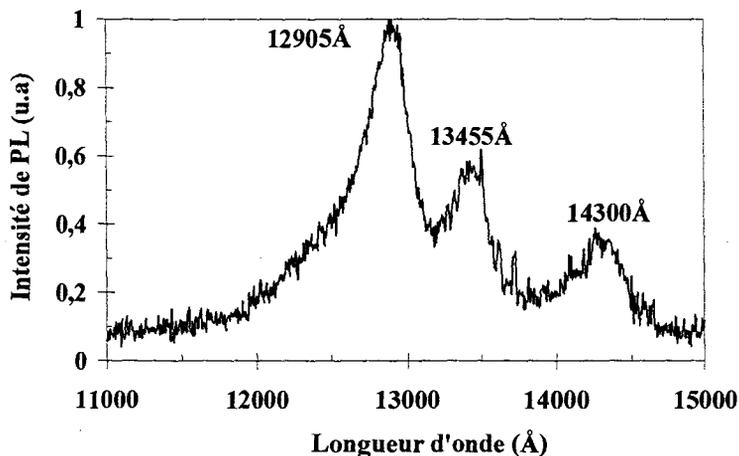


Figure II-15 : Spectre de PL de 3 puits en Q_P contraint en compression présentant différents rapports de flux en éléments V

3.2.3 Mise au point des puits contraints en Q_{Al}

L'élaboration de puits en Q_{Al} contraints en compression a été plus directe que pour celle des puits en Q_p . A partir de la composition en accord de maille du Q_{Al} , nous avons augmenté le flux d'Indium pour contraindre le matériau en compression tout en gardant le même rapport Al/Ga (Q_{Al} dérivé du Q_{Al} en accord de maille). Les flux d'Al et de Ga ont été déterminés au préalable à partir de l'analyse des oscillations RHEED comme nous l'avons décrit précédemment. En se fixant successivement une émission laser à $1,3\mu m$, une épaisseur de puits de 80\AA pour un matériau contraint dérivé du Q_{Al} de longueur d'onde $1,1\mu m$, il en découle ici une contrainte du puits en Q_{Al} d'environ 1%. La commutation entre les matériaux de puits et de barrières a été rendue possible par l'utilisation de la deuxième cellule d'indium, ouverte uniquement lors de la croissance du matériau de puits. L'élaboration des puits en Q_{Al} n'a donc pas nécessité d'épitaxie intermédiaire d'étalonnage des éléments V comme pour les puits contraints en Q_p . Il a été possible de réaliser directement une structure dite MQW, structures que nous allons décrire ci-dessous.

3.2.4 Réalisation de la zone active du laser

Avant de réaliser la structure laser, nous avons élaboré des structures intermédiaires ne contenant que la zone des multi-puits quantiques entourée des couches de coeur. Ces structures, que l'on surnommait MQW, ont été réalisées pour plusieurs raisons. La première est que, au début de ce travail, nous ne disposions que de la source excitatrice Argon en PL qui ne permettait pas de caractériser une structure laser contenant $2,5\mu m$ d'InP et une couche de contact fortement dopée en surface. La deuxième est un gain de temps important étant donné que la durée de la croissance d'une structure MQW est considérablement réduite par rapport à celle d'une structure laser. Ces structures MQW nous permettent, par le biais de la caractérisation en PL, de valider la structure en terme de longueur d'onde d'émission avant de passer à la réalisation d'une structure laser "complète". Le spectre de photoluminescence d'une structure SCH-MQW de puits en compression à +0,7% dans des barrières en Q_{Al} est donnée à titre d'exemple figure II-16.

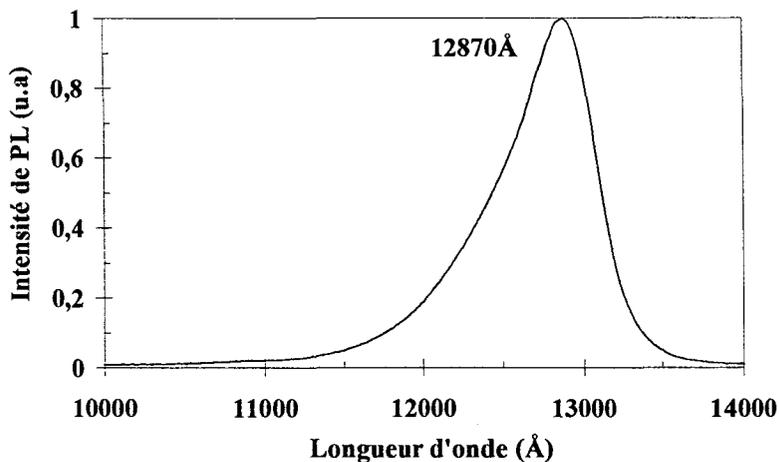


Figure II-16 : Spectre de PL d'une structure MQW-SCH de puits en Q_P contraint en compression à +0,7% dans des barrières en Q_{Al}

Dans les chapitres suivants, ces structures MQW seront souvent utilisées surtout pour la caractérisation en PL. Outre la validation de l'épitaxie, elles nous permettront également de comparer, en terme de rendement de luminescence, différentes structures de zone active du laser, le rendement de PL donnant une indication qualitative sur les performances statiques du composant laser.

Conclusion

Les différentes propriétés électroniques et optiques développées dans ce chapitre nous permettront d'optimiser les structures laser contraintes dont le coeur actif est composé à la fois de l'alliage GaInAsP et AlGaInAs. Toutes ces épitaxies réalisées par GSMBE ont été optimisées selon la méthodologie décrite au dernier paragraphe qui est fondée uniquement sur des mesures des oscillations RHEED et de PL.

Références du chapitre II

- [1] **Band gap versus composition and demonstration of Vegard's law for $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice matched to InP**
R.E. Nahory, M.A. Pollack and W. D. Johnson, Jr. R.L. Barns
Appl. Phys. Lett. 33(7), pp. 659-661, Octobre 1978
- [2] **Data Science and Technology - Semiconductors-group IV elements and III-V compounds**
R. Poerschke, O. Madelung
Springer-Verlag Berlin 1991
- [3] **Indium phosphide and related materials : Processing, technology and devices**
A. Katz
Artech House Boston-London, 1992
- [4] E. Kuphal
J. Cryst. Growth vol. 67, p. 441, 1984
- [5] D. Olego, Chang, Silberg, Caridi, Pinczuck
Appl. Phys. Lett. 41(5), pp.476, 1982
- [6] J.I. Davies and al
J. Cryst. Growth 93, pp. 782-791, 1988
- [7] T. Fuji and al
Jpn. J. Appl. Phys. vol. 25 n°3, pp. 254, 1986
- [8] Masu and al
J. Appl. Phys. 53(1), p.7558, 1982
- [9] Praseuth, Joncour, Gérard, Hénoc, Quillec
J. Appl. Phys., 63(2), p. 400, 1988
- [10] Kopf, Wei, Perley, Livescu
Appl. Phys. Lett. 60(19), p. 2386, 1992
- [11] **GaAs and related compounds**
Stanley and al
Albuquerque, 1982
- [12] Börher, Krost, Bimberg,
Appl. Phys. Lett. 63(14), p. 1918, 1993
- [13] W. Schockley and J. Bardeen
Phys. Rev. 77, p. 407, 1950
- [14] **Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory**
C.G. Van de Walle
Physical review B, pp. 1871-1883, Janvier 1989
- [15] **Electron-concentration dependence of absorption and refraction in $n\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ near the band-edge**
D. Hahn, O. Jaschinski, H.H. Wehmann, A. Schlachetzki and M. Von Ortenberg
J. Electron. Materials vol. 24 n°10, 1995
- [16] **Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and GaInAsP**
B.R. Bennett, R.A. Soref, J.A. Del Alamo
IEEE J. Quantum Electron. vol. 26 n°1, pp. 113-122, Janvier 1990
- [17] **Behaviour of the electronic dielectric constant in covalent and ionic materials**
S.H. Wemple and M. DiDomenico Jr
Phys. Rev. B vol. 3, pp. 1338-1351, 1971
- [18] **Refractive index of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$**
M.A. Afromowitz
Solid State Commun. vol. 15, pp. 59-63, 1974
- [19] **Refractive indices of III-V compounds : Key propertyeis of GaInAsP relevant to device design**
S. Adachi
J. Appl. Phys. vol. 53 n°8, pp. 5863-5869, Août 1982
- [20] **Refractive index of InGaAsP layers and InP in the transparent wavelength region**
B. Broberg, S. Lindgren
J. Appl. Phys. 55(9), pp. 3376, 1984
- [21] **Electroreflectance of indium gallium arsenide phosphide lattice matched to indium phosphide**
E.H. Perea, E.E. Mendz, C.G. Fonstad
Appl. Phys. Lett. 36(12), pp. 978-980, Juin 1980

[22] **Refractive index of GaInAs/InAlAs multi-quantum well layers grown by molecular beam epitaxy**

S. Nojima and H. Asahi

J. Appl. Phys. 63 (2), Janvier 1988

[23] **Refractive indexes of (Al,Ga,In)As epilayers on InP for optoelectronics applications**

M.J. Mondry, D.I. Babic, J.E. Bowers and L.A. Coldren

IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 4, n°6, pp. 627-630, Juin 1992

[24] **Refractive indices of AlGaInAs grown by molecular beam epitaxy**

C. De Bernardi, M. Meliga, S. Morasca, C. Rigo, B. Sordo and A. Stano

J. Appl. Phys. 68(12), pp. 6513-6514, Décembre 1990

[25] **Determination of the refractive index of $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.36}\text{As}$ on InP in the wavelength range from 280 to 190nm by spectroscopy ellipsometry**

H.W. Dinges, H. Burkhard, R. Lösch, H. Nickel and W. Schlapp

Applied Surface Science 69, pp. 355-358, 1993

[26] **Internal strain and photoelastic effect in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ crystals**

S. Adachi, K. Oe

J. Appl. Phys. 54(11), pp. 6620-6627, Novembre 1983

[27] **High performance uncooled $1.3\mu\text{m}$ $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$ strained-layer quantum-well lasers for subscriber loop applications**

C.E. Zah, R. Bhat, B. N. Pathak, F. Favire, W. Lin, M.C. Wang, N.C. Andreadakis, D.M. Hwang, M.A. Koza, T.P. Lee, Z. Wang, D. Darby, D. Flanders, J. Hsieh

J. Quantum Electron. vol. 30 n°2, pp. 511-523, Février 1994

[28] **Heterointerfaces in quantum wells and epitaxial growth processes: evaluation by luminescence techniques**

M.A. Herman, D. Bimberg, J. Christen

J. Appl. Phys. 70(2), Juillet 1991

[29] **Photoluminescence des composés III-V. Quelques exemples d'utilisation**

A. Mircea-Roussel

Acta Electronica 24(3), p. 273, 1981-82

Chapitre III:

***Techniques de fabrication et de
caractérisation des composants -
Application aux lasers 1,55 μ m***

Chapitre III

Techniques de fabrication et de caractérisation des composants Application aux lasers 1,55 μ m

Ce chapitre III est consacré aux techniques expérimentales de fabrication et de caractérisation des composants. Nous détaillerons dans un premier temps la réalisation des lasers par une technologie dite large contact. Nous présenterons ensuite les différentes techniques expérimentales de spectroscopie de photocourant à éclairage du composant par le dessus et par la tranche. Et enfin, nous décrirons la caractérisation statique des lasers en température. L'ensemble de ces techniques de caractérisation sera appliqué dans ce chapitre à des structures laser 1,55 μ m avant de les utiliser au chapitre suivant à l'étude avec la température du comportement de structures laser 1,3 μ m alumino-phosphorées.

1. Fabrication des composants

Après avoir justifié le choix d'une technologie laser dite large contact, nous décrirons brièvement la fabrication de ces lasers large contact.

1.1 Choix d'une technologie lasers "large contact"

La technologie choisie pour l'étude de structures laser peu sensibles à la température est une technologie dite "large contact". Cette technologie élémentaire présente l'avantage d'être rapide et facilement reproductible. Elle permet en plus d'obtenir une bonne caractérisation de l'efficacité de la structure verticale d'un laser par rapport aux technologies plus élaborées telles que celles des lasers à "guide ruban" ou à "ruban enterré". Cette technologie "large contact" nous permettra donc de comparer rapidement l'influence de la modification des paramètres matériaux sur la sensibilité en température d'une structure à l'autre.

Les épitaxies laser ont été réalisées sur substrat InP 2 pouces de diamètre. Chaque épitaxie laser a été clivée en deux moitiés, l'une étant fournie à Alcatel Alsthom Recherche (AAR) dans le cadre d'un contrat d'étude commun. Quant à la moitié restante, nous l'avons tout d'abord

découpée en deux parties comme le montre la figure III-1. La première est utilisée pour une caractérisation de la structure épitaxiale par PL et l'autre partie est consacrée à la fabrication des composants.

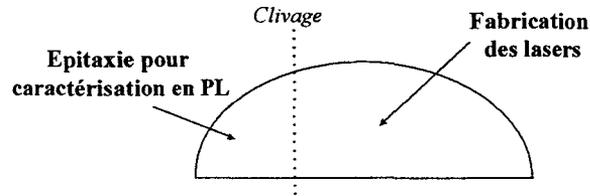


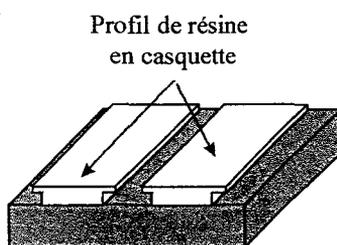
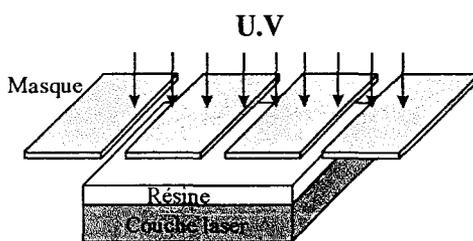
Figure III-1 : Découpe de l'échantillon pour la fabrication des composants

1.2 Réalisation des lasers "large contact"

Nous allons tout d'abord décrire brièvement les principales étapes technologiques nécessaires à la réalisation des lasers large contact avant d'en détailler les plus critiques.

1.2.1 Réalisation technologique

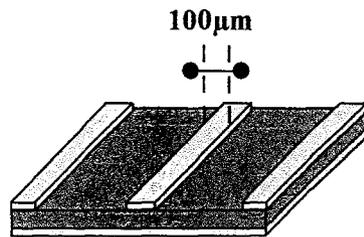
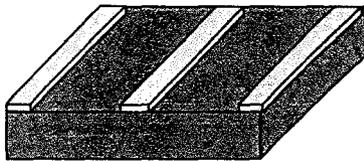
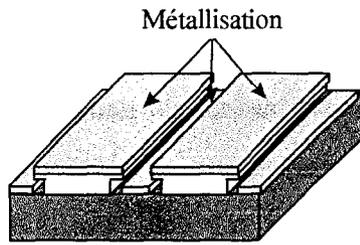
La fabrication des composants se déroule en quatre grandes étapes technologiques : la définition des motifs par lithographie optique, le dépôt du contact ohmique p face avant, l'amincissement du substrat et enfin, le dépôt du contact ohmique n face arrière côté substrat aminci. Nous avons représenté schématiquement ci-dessous le déroulement successif de la fabrication des lasers :



1-Réalisation des motifs par lithographie optique

(profil de résine dit "en casquette"):

- *Dépôt de 1,5 μ m de résine positive 1400-27 suivi d'un recuit de 20 mn à 60°C dans une étuve.*
- *Immersion dans du Chlorobenzène pur (18 mn) suivie d'un recuit de 30 mn à 80°C dans une étuve.*
- *Insolation de la résine sous UV à travers un masque de lignes de 100 μ m espacées de 300 μ m. Ces lignes sont alignées parallèlement à l'un des méplats du substrat.*
- *Révélation des motifs de résine en un profil "casquette".*



2-Dépôt du contact ohmique p face avant :

- Dépôt par évaporation du *contact ohmique p* sur la face avant en Pt/Ti/Pt/Au d'épaisseur respective en Å 100/400/100/3000
- Retrait des casquettes de résine par immersion dans l'acétone, procédé appelé "*lift-off*" qui n'est possible dans de bonnes conditions que si la hauteur des casquettes de résine est au moins égale à 3 fois celle de la métallisation déposée
- *Recuit flash* du contact ohmique p à 360°C pendant 40 secondes

3-Amincissement du substrat

- *Amincissement mécano-chimique* du substrat jusqu'à une épaisseur de 100 μ m suivi d'une phase de polissage.

4-Dépôt du contact ohmique n face arrière :

- Dépôt par évaporation du *contact ohmique n* sur la face arrière en Ni/Ge/Au/Ti/Au d'épaisseur respective en Å 150/195/390/500/2000

Le stade le plus critique de cette fabrication est l'amincissement mécano-chimique du substrat. Cette étape est nécessaire pour obtenir une bonne définition des facettes clivées délimitant la cavité laser. La technique adoptée est la suivante. L'échantillon est tout d'abord collé face avant sur une plaquette en verre de microscope avec de la cire, le tout étant collé sur un bloc de laiton. Le bloc de laiton est ensuite posé sur un plateau tournant. Le substrat est aminci jusqu'à 100 μ m environ à l'aide d'un mélange d'alumine et d'eau qui au contact du substrat InP entraîne un dégagement de Phosphine. Ce gaz étant très toxique, l'amincissement se déroule sous une hotte aspirante. Une fois l'épaisseur désirée atteinte, le substrat est poli jusqu'à obtention d'une face "miroir" par une phase de polissage successivement au gel de silice dilué et à la poudre de diamant. Le collage de l'échantillon est l'étape la plus importante. En effet, l'épaisseur de la plaquette collée n'est pas très bien contrôlée (>10 μ m), des fissures apparaissent sur les bords de l'échantillon et se propagent très rapidement lorsque l'épaisseur du substrat approche la centaine de μ m.

1.2.2 Clivage des puces lasers

Avant de cliver les barrettes laser, la plaquette de composants est divisée en deux parties comme représenté figure III-2. Une partie de ces composants est analysée par spectroscopie de photocourant ou PhotoConductivité (PC) et l'autre est caractérisée en statique. Les parties hachurées représentent les zones analysées selon les différentes caractérisations. Ces régions ont été choisies de manière à se rapprocher au mieux du centre de l'échantillon; les épaisseurs et la composition des matériaux étant plus uniformes au centre de l'épitaxie.

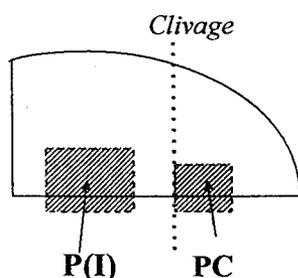


Figure III-2 : Découpage de la plaquette de composants lasers pour une caractérisation statique P(I) et une caractérisation par spectroscopie de photocourant ou Photoconductivité (PC)

Les barrettes laser sont clivées perpendiculairement aux rubans dessinés comme l'indique la figure III-3. Le clivage permet d'une part de délimiter la longueur L de la cavité Pérot-Fabry et d'autre part d'établir les miroirs définissant la cavité résonante. Il est essentiel que les facettes clivées soient parfaites pour obtenir les performances optimales du laser, des facettes striées entraînant notamment une augmentation du courant de seuil et une chute du rendement quantique externe. Des longueurs de cavité comprises globalement entre $250\mu\text{m}$ et $1400\mu\text{m}$ ont été réalisées pour chaque structure laser étudiée.

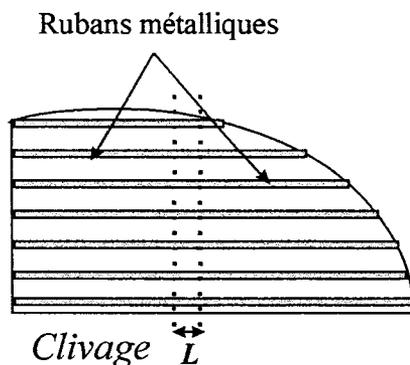


Figure III-3 : Clivage des puces laser

Au début de ce travail, les barrettes laser étaient clivées à partir d'amorces de quelques mm réalisées à l'aide d'une pointe de diamant, ces amorces étant ensuite prolongées soit à l'aide d'un scalpel ou soit par pression exercée sur l'arête d'une table par exemple. L'inconvénient de cette technique des barrettes est qu'il est difficile d'explorer toutes les longueurs désirées dans la zone centrale où l'épitaxie est la plus uniforme, des écarts importants sur les performances statiques du laser ayant été relevés selon l'endroit où est prélevée la puce. Par conséquent, nous avons décidé de cliver une seule puce à la fois à l'aide uniquement d'un scalpel de manière à disposer de plus de matériau dans la zone centrale de l'épitaxie. Ceci a pu être réalisé grâce à M. Vandermoere qui à partir de la répétition des motifs (lignes de 100 μ m espacées de 300 μ m) a clivé dans la zone centrale plusieurs dizaines de puces présentant des facettes miroirs de bonne définition avec une précision sur les longueurs de cavité de $\pm 20\mu$ m.

2. Caractérisation par spectroscopie de photocourant ou Photoconductivité (PC)

Nous exposerons, dans ce paragraphe, la technique de caractérisation par spectroscopie de photocourant ou Photoconductivité (PC) : la méthode classique [1-2-3] consistant à éclairer le laser large contact par le dessus, d'où le nom de Photoconductivité à Eclairement par le Dessus (PCED), et une variante de la Photoconductivité dont le principe est d'éclairer le composant par la tranche (PCET: Photoconductivité à Eclairement par la Tranche) [4].

2.1 Photoconductivité à Eclairement par le Dessus (PCED)

Après quelques généralités sur le principe de la Photoconductivité et la description du dispositif expérimental utilisé, nous aborderons la caractérisation par PCED de structures laser 1,55 μ m.

2.1.1 Principe

2.1.1.1 Généralités

La spectroscopie de photocourant ou photoconductivité (PC) est une technique de caractérisation électro-optique permettant de mesurer les énergies de transitions à partir des niveaux fondamentaux ou non d'un puits quantique par exemple. Le principe, schématisé figure

III-4, est fondé sur l'utilisation de l'échantillon à analyser en photodiode. En éclairant cet échantillon avec une lumière de longueur d'onde variable, des paires électron-trou sont photocréées et sont ensuite dissociées par le champ électrique interne avant d'être récoltées par le circuit extérieur. En relevant la variation du photocourant en fonction de la longueur d'onde d'excitation, on observe des pics ou des paliers de photocourant relatifs à des pics ou des paliers d'absorption dans le matériau. Chaque énergie correspondant à une transition optique du puits se manifeste donc par un pic ou un palier de photocourant. Dans un puits quantique symétrique où il ne règne pas de champ électrique, seules les transitions, d'après les règles de sélection optique [5], entre sous-bandes d'électrons et de trous lourd ou léger de même nombre quantique principal n (règle) sont permises. Par contre, si ce puits perd sa symétrie (présence d'un champ électrique interne, interfaces non symétriques entre les puits et les barrières...), alors il se peut que des transitions entre nombres quantiques différents ($\Delta n=1$ par exemple) apparaissent. Les structures laser MQW étudiées se rapprochent plus de ce dernier cas. La notation adoptée pour ces transitions est : E_{en-hhn} , E_{en-hhl} , E_{en-lhn} , $E_{en'-lhn}$...

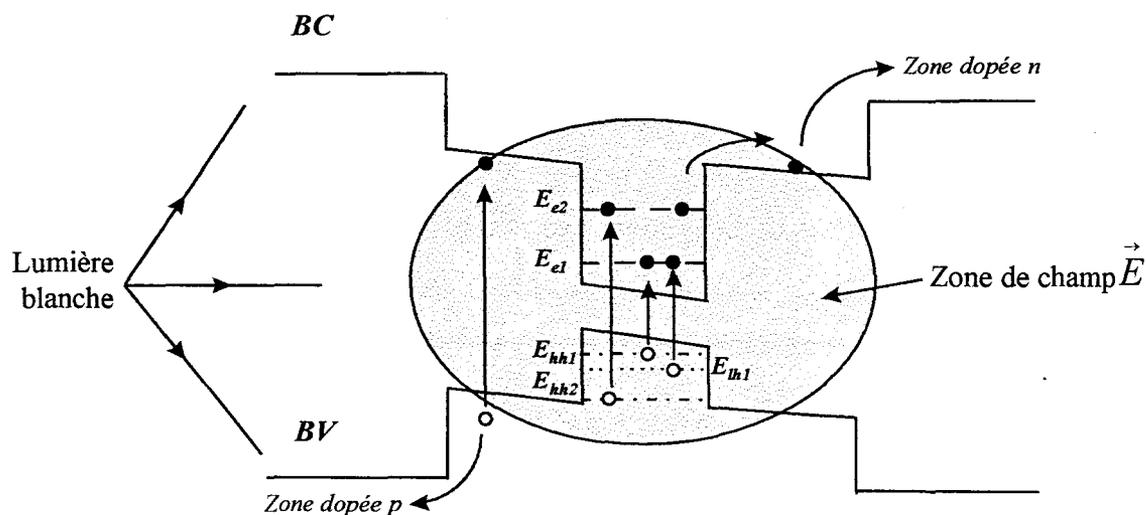


Figure III-4 : Principe de la photoconductivité dans une structure à puits quantique

La PC apporte des informations complémentaires par rapport à la PL qui peuvent être des données intéressantes pour la compréhension du comportement physique des lasers notamment en fonction de la température : connaissance des transitions optiques non fondamentales des puits, détermination plus aisée des énergies de bande interdite des matériaux de barrières et des couches de confinement. De plus, l'écart énergétique entre les transitions optiques fondamentales associées à des trous lourds et des trous légers est caractéristique de la

contrainte du matériau de puits. Il est donc possible, par comparaison avec un modèle de calcul de structure de bande, d'évaluer la contrainte expérimentalement.

2.1.1.2 Cas des lasers "large contact"

Les lasers sont particulièrement bien adaptés à ce type de caractérisation. En effet, la structure globale du laser est de type PIN, c'est-à-dire une zone non intentionnellement dopée entourée de régions dopées p d'un côté et n de l'autre, et peut donc être utilisée en photodiode. La présence naturelle d'un champ électrique interne dans la structure PIN permet de dissocier les paires électron-trou photocréées qui seront ensuite récupérées par les contacts ohmiques. Les lasers large contact sont éclairés par le dessus comme le montre la figure III-5, d'où l'appellation de la PhotoConductivité à Eclairage par le Dessus (PCED).

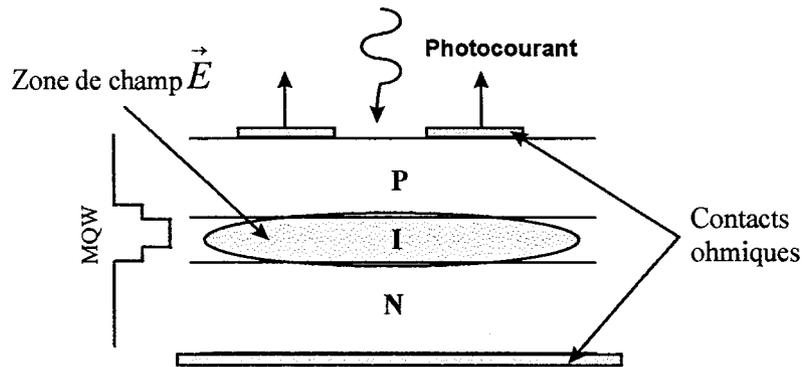


Figure III-5 : Principe de la PhotoConductivité à Eclairage par le Dessus (PCED) sur des lasers large contact

La récolte des porteurs photocréés par les contacts ohmiques s'est révélée très efficace (photocourant de quelques dizaines de μ A). Il n'a donc pas été nécessaire de polariser le composant.

2.1.2 Dispositif expérimental et normalisation des spectres de PCED

Le dispositif expérimental du banc est décrit figure III-6. La source optique est une lumière blanche constituée d'une ampoule halogène éclairant l'entrée d'un monochromateur à réseau muni d'un moteur pas à pas. A la sortie du monochromateur est placé un filtre passe-bande permettant de s'affranchir de la diffraction d'ordre supérieur. Une lentille permet ensuite de focaliser le faisceau incident sur l'échantillon à analyser par l'intermédiaire d'un miroir incliné à 45°. Le photocourant est ensuite récupéré par une pointe reliée à une détection synchrone, un

fil reliant la masse du composant à celle du système de mesure. L'ensemble de la manipulation est géré par ordinateur.

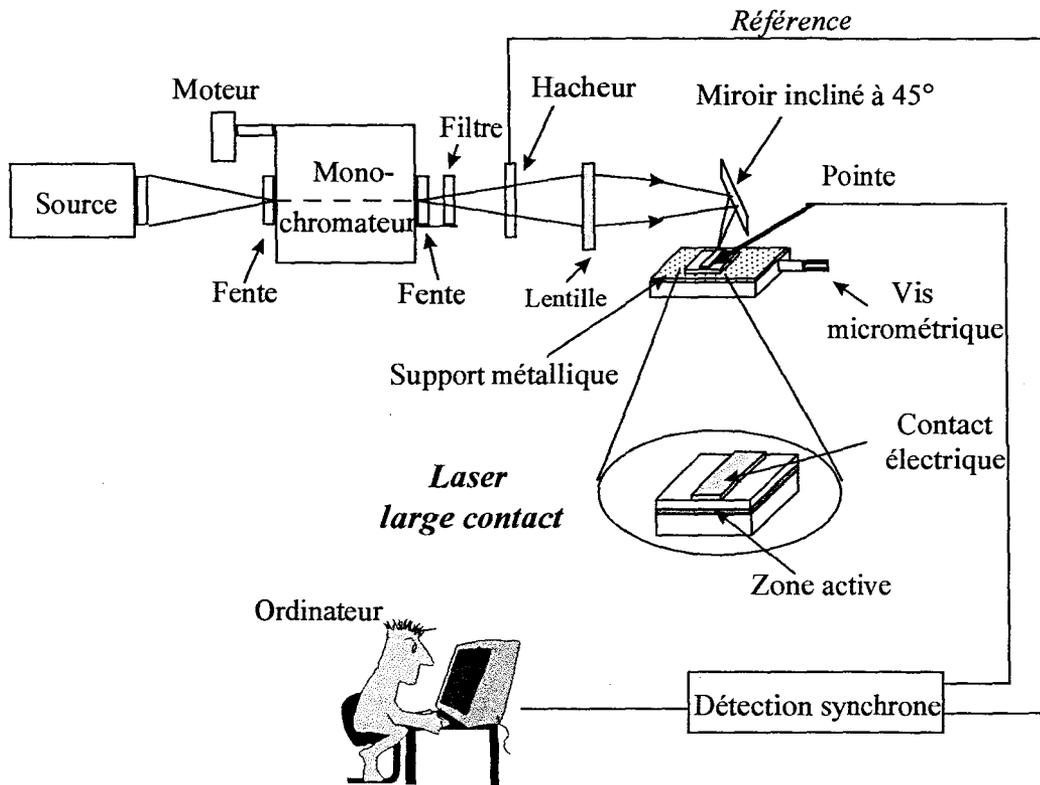


Figure III-6 : Dispositif expérimental de la PCED sur des lasers large contact

Ce banc permet de relever le spectre brut de photocourant de l'échantillon à analyser en fonction de la longueur d'onde sélectionnée de la source blanche $I(\lambda)$. Ce spectre brut est ensuite normalisé de façon à obtenir un spectre proportionnel au rendement quantique du composant défini par :

$$\eta = \frac{\text{nombre d'électrons récoltés dans le circuit extérieur}}{\text{nombre de photons incidents}}$$

La normalisation des spectres bruts $I(\lambda)$ s'est déroulée de la manière suivante. Nous avons tout d'abord relevé l'évolution de la puissance spectrale $P_{opt}(\lambda)$ reçue au niveau de l'échantillon dans la gamme 1000 à 1800nm. Pour cela, l'échantillon à analyser a été remplacé par un photomètre de type pyroélectrique présentant une réponse spectrale plate jusqu'à 10 μ m. Le spectre $P_{opt}(\lambda)$ ainsi obtenu, représenté figure III-7, permet de prendre en compte la réponse spectrale non plate de l'ensemble des éléments du banc optique : source blanche, réseau, lentille, filtre.... En

divisant cette puissance $P_{\text{opt}}(\lambda)$ par $h\nu$, on obtient une quantité proportionnelle au flux de photons incidents qu'on utilise pour la normalisation du spectre brut $I(\lambda)$. On obtient ainsi ce qu'on appelle le Rendement Quantique Normalisé (RQN). Tous les spectres de PC seront présentés sous la forme RQN en fonction de la longueur d'onde en \AA .

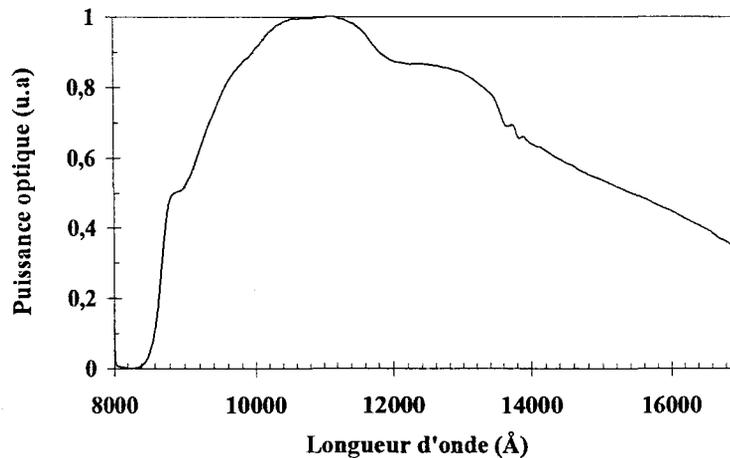


Figure III-7 : Evolution de la puissance spectrale reçue au niveau de l'échantillon analysé pour le dispositif de PCED

Cette technique de caractérisation par PCED a été appliquée sur des structures laser 1,55 μm comme nous allons le voir au paragraphe suivant.

2.1.3 Application aux lasers 1,55 μm

2.1.3.1 Description des structures

Avant de décrire les structures laser 1,55 μm étudiées, replaçons nous dans le contexte de ce travail. Etant donné la récente arrivée au laboratoire du bâti d'épitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses, notre choix s'est porté sur l'émission à 1,55 μm . En effet, cette dernière offre plus de facilité du point de vue de la réalisation de la structure épitaxiale que l'émission à 1,3 μm . Par exemple, l'utilisation du ternaire GaInAs non contraint suffit comme matériau de puits à 1,55 μm alors qu'un quaternaire GaInAsP ou AlGaInAs de préférence contraint est obligatoire à 1,3 μm . Cette première étape a permis de valider l'utilisation de l'EJM à sources gazeuses pour des systèmes comprenant des matériaux Aluminium et Phosphore. Dans un deuxième temps, il nous est apparu plus opportun d'orienter nos études vers les lasers 1,3 μm compte tenu à la fois du caractère plus neuf de ces investigations et des perspectives plus directes au plan des applications. C'est pourquoi, en accord avec AAR, nous avons orienté nos

études vers cette longueur d'onde de $1,3\mu\text{m}$ pour la réalisation de structures aluminophosphorées, étude qui sera détaillée dans le chapitre IV. Les techniques de caractérisation décrites dans ce chapitre ont été essentiellement développées sur les structures $1,55\mu\text{m}$ pendant une panne prolongée du bâti d'épitaxie, juste avant la mise au point des nouvelles structures $1,3\mu\text{m}$. En complément du descriptif de techniques expérimentales, nous présenterons aussi dans ce chapitre la caractérisation des deux structures laser $1,55\mu\text{m}$ disponibles à l'époque ainsi que le détail du traitement et de l'exploitation des mesures effectuées sur ces structures.

Les structures de bande des lasers $1,55\mu\text{m}$ sont schématisées figure III-8. Les deux structures, constituées de 5 puits de 80\AA de GaInAs adapté en maille sur InP, présentent toutes deux des barrières et des couches de confinement en matériaux à base d'aluminium mais l'une en super réseau (SR) AlInAs/GaInAs et la seconde en alliage AlGaInAs. C'est pourquoi ces structures ont été baptisées respectivement laser "super réseau ou SR" (fig. III-8a) et laser "alliage" (fig. III-8b). L'utilisation d'un SR dans la première structure à la place d'un alliage était plus commode à l'époque puisque le bâti ne disposait que d'une cellule d'indium. Dans la structure du laser "alliage", deux couches épaisses en AlInAs, renforçant le confinement électrique et optique, ont été intercalées entre les couches de confinement et l'InP.

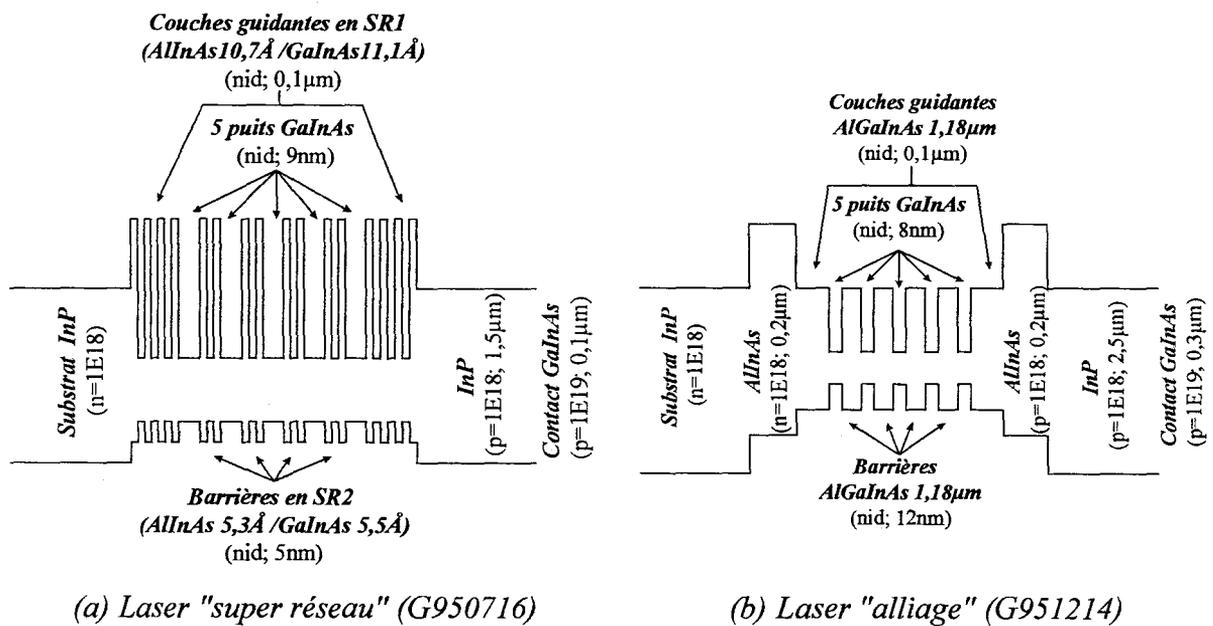


Figure III-8 : Description des structures de bande des lasers $1,55\mu\text{m}$

2.1.3.2 Spectres de PCED

Dans les spectres de PCED présentés dans ce paragraphe, les positions expérimentales des transitions dans les puits sont repérées par des traits verticaux surmontés d'un encart identifiant la transition. Celles-ci ont été prises soit au maximum des pics de photocourant ou dans le front montant de l'absorption. La longueur d'onde d'absorption dans les matériaux de barrières et des couches de confinement, repérée également par un trait vertical, correspond au point d'inflexion de la dérivée première du spectre de PCED pour l'absorption des matériaux [6]. La valeur de la position expérimentale sera exprimée à la fois en longueur d'onde (µm) et en énergie (meV).

- Laser "super réseau"

Le spectre de PCED relevé à température ambiante sur le laser "SR" est représenté figure III-9 ci-dessous.

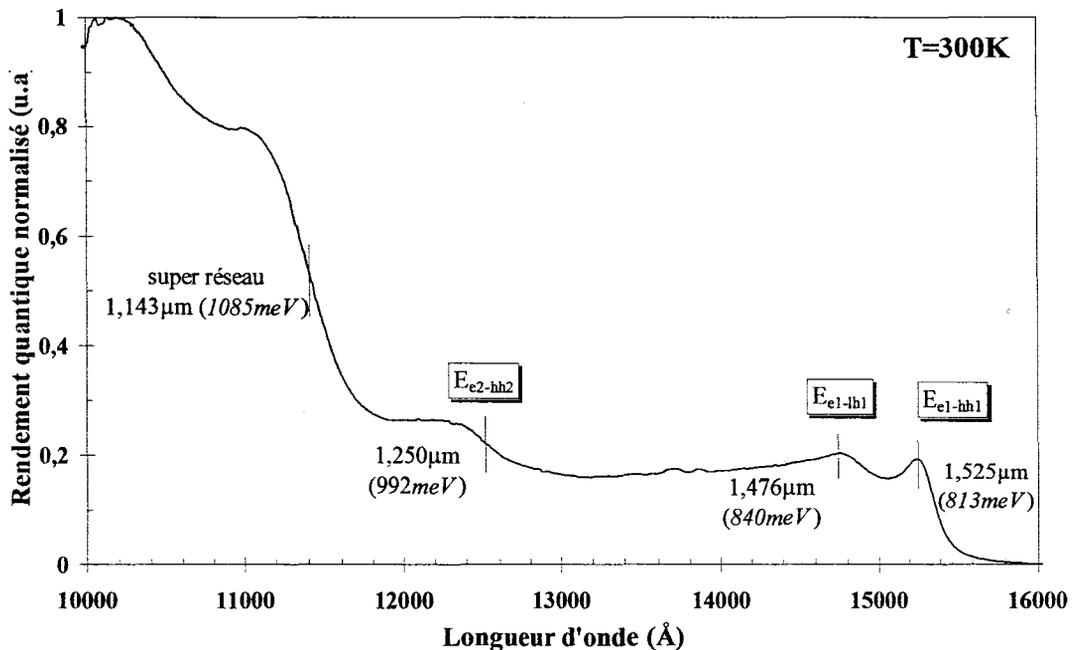


Figure III-9 : Spectre de PCED du laser "SR" à T=300K

Sur la figure III-9, nous observons distinctement dans la structure laser "SR" les transitions expérimentales fondamentales sur les trous lourds E_{e1-hh1} et sur les trous légers E_{e1-lh1} ainsi que la transition sur le 2^{ème} niveau de trous lourds E_{e2-hh2} . La forte remontée du photocourant repérée ici à une longueur d'onde de 1,143µm est liée à l'absorption dans le super réseau de

barrières (SR2) et des couches de confinement (SR1). Il semble délicat de décorrélérer l'absorption de chacun de ces SR étant donné que les transitions équivalentes correspondant à ces 2 SR ne sont séparées que de 13meV, l'un absorbant théoriquement à une longueur d'onde de 1,14 μ m et l'autre à 1,15 μ m.

A partir des ces résultats expérimentaux de PCED et du calcul, dans le cadre de l'approximation de la fonction enveloppe, des niveaux quantifiés de structures à puits quantiques contraintes (programme réalisé par O. Schuler de l'équipe épitaxie), nous avons analysé plus en détail l'épitaxie de l'échantillon analysé. Pour cela, la transition fondamentale sur les trous lourds E_{e1-hh1} a été prise comme énergie de référence "zéro" afin d'évaluer l'écart en énergie de l'ensemble des transitions supérieures à cette énergie de référence zéro. En tenant compte des conditions expérimentales dans lesquelles l'échantillon a été épitaxié et caractérisé par PCED, il est possible en jouant sur les paramètres structuraux d'ajuster les écarts calculés avec ceux mesurés.

En considérant la structure visée, définie pour ce calcul par un puits isolé de 90Å de GaInAs dans des barrières en SR AlInAs/GaInAs (6Å/6Å) de longueur d'onde 1,14 μ m, l'écart entre les transitions E_{e1-hh1} et E_{e1-th1} est surestimé alors que celui entre les transitions E_{e1-hh1} et E_{e2-hh2} est nettement sous-estimé. Pour réajuster ces écarts, nous avons décidé de jouer uniquement sur les paramètres des puits (épaisseur, contrainte...) en conservant la barrière visée qui n'intervient qu'au second ordre.

La première information disponible sur les conditions expérimentales est que l'échantillon analysé par PCED a été prélevé à plus de 1cm du centre de l'épitaxie comme l'indique la figure III-2 de ce chapitre. Cette indication nous permet d'estimer une baisse de plus de 10% sur l'épaisseur du puits soit une épaisseur de 80Å au lieu de 90Å. Cette diminution de l'épaisseur du puits entraîne une élévation des niveaux d'énergies quantifiés dans les puits et permet ainsi de se rapprocher de l'écart mesuré entre les transitions E_{e1-hh1} et E_{e2-hh2} . Le deuxième paramètre sur lequel il est possible de jouer est la composition du matériau de puits de manière à ce que l'écart entre les transitions fondamentales trous lourds-trous légers (écart E_{e1-hh1} et E_{e1-th1}) se rapproche de celui mesuré. Une contrainte raisonnable de -0,08% en tension pour un puits de 80Å permet d'avoir un bon accord entre les écarts obtenus (structure finale) avec ceux mesurés comme l'indique le tableau III-1 ci-dessous.

Ecart entre transitions	Expérience	Calculs	
		Structure visée	Structure finale
E_{e1-hh1}/E_{e1-lh1}	27meV	30meV	27meV
E_{e1-hh1}/E_{e2-hh2}	179meV	157meV	174meV

Tableau III-1 : Comparaison des écarts énergétiques expérimentaux et calculés pour la structure visée et finale des transitions optiques dans les puits de la structure laser "SR"

On constate, au regard de ce tableau, que la structure a tendance à présenter des puits de plus faible épaisseur et légèrement contraint en tension à -0,08% (structure finale) par rapport à ceux visés.

- Laser "alliage"

Le spectre de PCED relevé à température ambiante sur le laser "alliage" est donné figure III-10 ci-dessous.

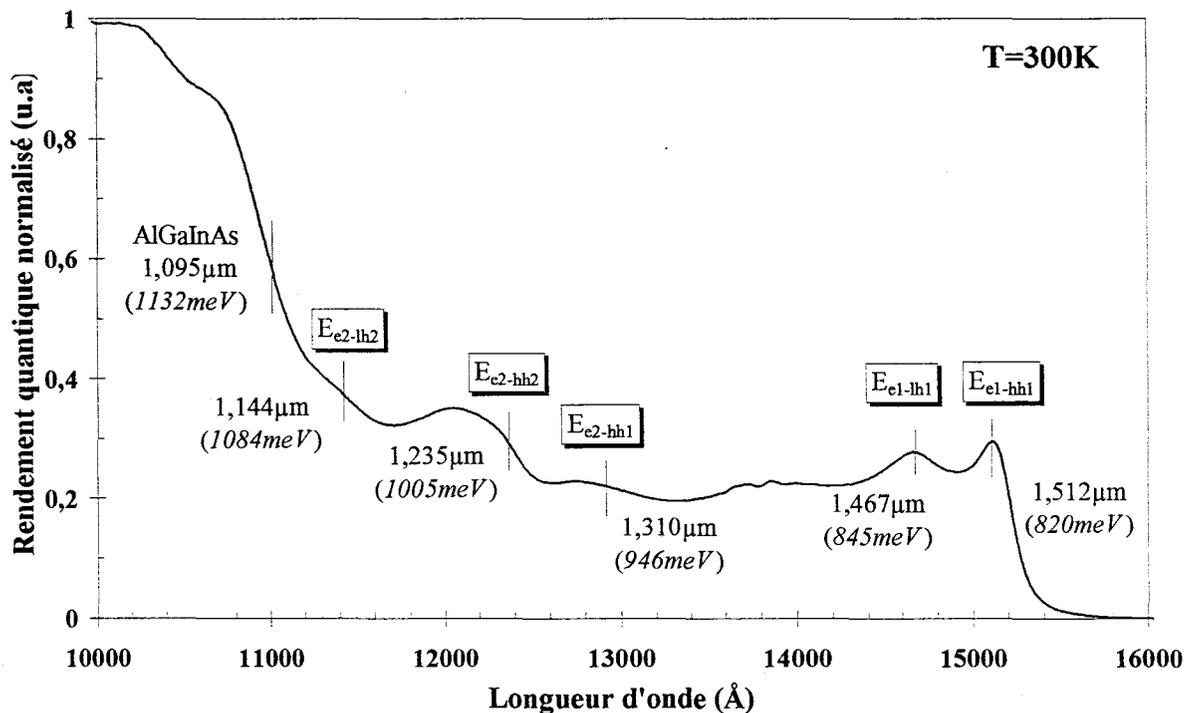


Figure III-10 : Spectre de PCED du laser "alliage" à T=300K

D'après la figure III-10, les transitions expérimentales fondamentales E_{e1-hh1} et E_{e1-lh1} ainsi que celle sur le 2^{ème} niveau de trous lourds E_{e2-hh2} sont parfaitement observables. La dissymétrie des puits liée à la présence d'un champ électrique entraîne l'apparition d'une transition entre nombre

quantique différent E_{e2-hh1} de plus faible intensité que les autres. La transition peu marquée sur le 2^{ème} niveau de trous légers E_{e2-lh2} à une longueur d'onde de 1,144 μ m est en partie masquée par la remontée de l'absorption dans l'AlGaInAs des barrières et des couches de confinement repérée à une longueur d'onde de 1,095 μ m.

De même que pour la structure précédente, les paramètres structuraux du puits de la structure visée ont été modifiés de manière à ce que les écarts calculés coïncident avec ceux obtenus expérimentalement. La structure visée prise pour ce calcul correspond à un puits isolé de 80Å de GaInAs non contraint dans des barrières non contraintes en AlGaInAs de longueur d'onde 1,095 μ m. En suivant le même raisonnement que précédemment, à savoir une diminution de 10% de l'épaisseur des puits (70Å) et une contrainte en tension de -0,16% dans ce cas, les écarts en énergie de cette structure finale deviennent plus cohérents avec ceux relevés expérimentalement. Les différents écarts en énergie mesurés et calculés, pour la structure visée et finale, sont regroupés dans le tableau III-2 ci-dessous.

Ecart entre transitions	Expérience	Calculs	
		Structure visée	Structure finale
E_{e1-hh1}/E_{e1-lh1}	25meV	33meV	25meV
E_{e1-hh1}/E_{e2-hh2}	185meV	168meV	178meV
E_{e1-hh1}/E_{e2-lh2}	264meV	278meV	278meV
E_{e1-hh1}/E_{e2-hh1}	126meV	143meV	148meV

Tableau III-2 : Comparaison des écarts énergétiques expérimentaux et calculés pour la structure visée et finale des transitions optiques dans les puits de la structure laser "alliage"

On constate un assez bon accord avec les écarts énergétiques mesurés. Il semble donc que l'épitaxie de l'échantillon analysé possède des puits de plus petite dimension et contraints en tension à -0,16% par rapport à ceux visés.

A partir des résultats de PCED et d'un modèle de calcul de structure de bande dans le cadre de l'approximation de la fonction enveloppe, il est donc possible de déterminer les variations des principaux paramètres matériaux de la structure réalisée par rapport à celle visée (contrainte et épaisseur des puits, énergie de bande interdite des matériaux de barrières et de confinement...)

2.2 Photoconductivité à Eclairage par la Tranche (PCET)

2.2.1 Intérêt

L'un des aspects originaux de l'étude de lasers par spectroscopie de photocourant est la caractérisation de lasers large contact gravés jusqu'à la zone active en les éclairant par la tranche. Cette méthode présente l'avantage, par rapport à un éclairage par le dessus que nous venons de décrire, de pouvoir utiliser les règles de polarisation linéaire sur le composant afin d'identifier formellement le caractère des trous (lourds ou légers) des transitions optiques. En effet, la probabilité de transition optique dépend de la polarisation linéaire de la lumière incidente [7]. Dans le cas d'une transition impliquant les trous lourds, la probabilité de transition est nulle si la lumière incidente est polarisée perpendiculairement au plan des couches (*Transverse Magnétique TM*) alors qu'elle est renforcée pour une polarisation parallèle au plan des couches (*Transverse Electrique TE*) et ceci est d'autant plus vrai que la transition concernée a lieu autour de $\vec{k} = \vec{0}$. Cette technique d'éclairage de la zone active du laser par la tranche en lumière polarisée, permettant aussi bien d'accéder à la position qu'à la nature des transitions optiques, est de plus applicable à plusieurs types de technologies lasers : laser à guide ruban, à ruban enterré...A partir d'un composant laser fini, il est donc possible de remonter à la valeur et nature de la contrainte du puits, la longueur d'onde des matériaux de barrières et de confinement...et de contrôler, après technologie, l'épitaxie qui pourrait être endommagée lors des différentes étapes du processus de fabrication. Cette technique est donc complémentaire d'autres méthodes comme la photoluminescence et la diffraction par rayons X qui se font directement sur l'épitaxie.

2.2.2 Principe de la PCET

En gravant les lasers large contact jusqu'à la zone active comme représenté figure III-11, seules les paires électron-trou photocréées par un éclairage par la tranche, c'est à dire photocréées en lumière polarisée, seront dissociées et récoltées par les contacts ohmiques. En effet, les paires électron-trou photocréées par un éclairage parasite par le dessus, à cause de la taille importante du spot, ne seront ni dissociées ni récoltées puisqu'elles sont photocréées dans une zone de champ faible ou nul. Les épitaxies laser sont généralement composées d'une couche en InP dopée p^+ surmontée d'une couche de contact en GaInAs fortement dopée p^{++} . Après avoir enlevé par Gravure Ionique Réactive de $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ la couche en GaInAs, nous avons gravé la

couche supérieure d'InP dopée p⁺ par gravure chimique sélective d'HCl/H₃PO₄ en proportion respective (1:4).

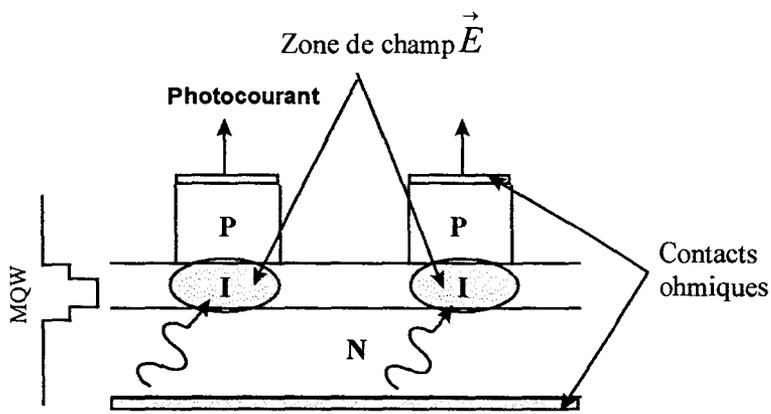


Figure III-11 : Principe de la Photoconductivité à Eclairage par la Tranche (PCET) sur des lasers large contact gravés

2.2.3 Dispositif expérimental et normalisation des spectres de PCET

Le banc de PCET est schématisé figure III-12. La différence par rapport au montage de PCED est l'utilisation d'un polariseur efficace dans la gamme de longueur d'onde 1250nm à 1550nm et d'un objectif traité antiréfléchissant autour de 1,3µm, qui a permis de focaliser à une distance focale de 1,13mm le faisceau sur la tranche du composant. Dans des conditions optimales de focalisation, la taille du spot est de l'ordre du micromètre.

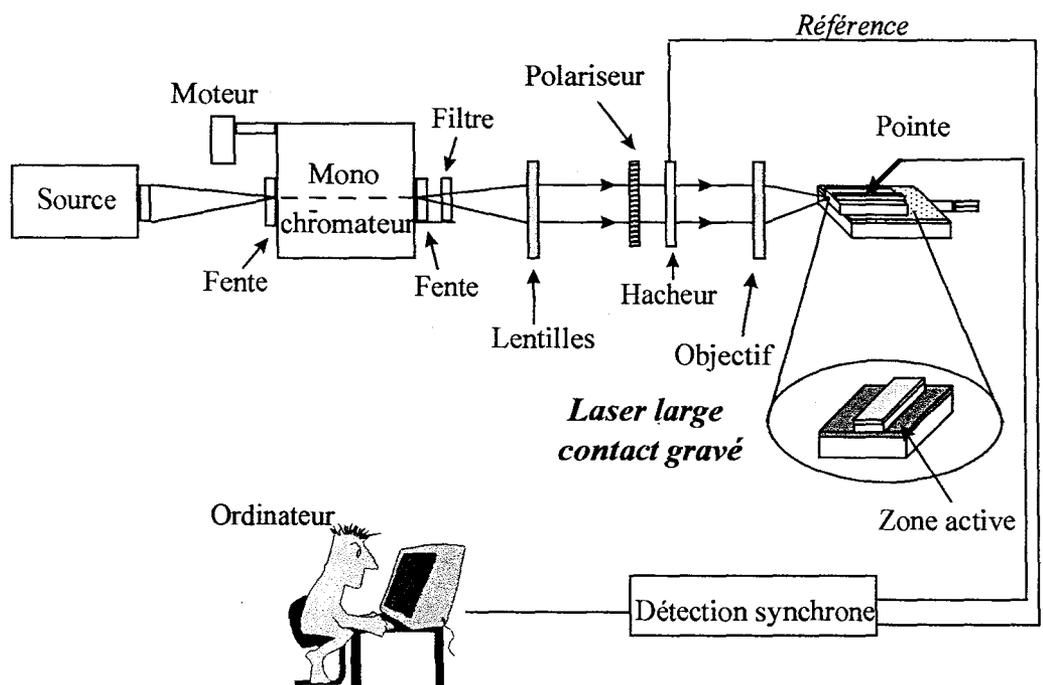


Figure III-12 : Dispositif expérimental de la PCET sur des lasers large contact gravés

De même que pour la PCED, les spectres de PCET ont été normalisés selon la procédure décrite au paragraphe 2.1.2. Mais, comme de nouveaux éléments optiques ont été insérés dans le dispositif expérimental, la puissance optique $P_{opt}(\lambda)$ reçue au niveau de l'échantillon a été réévaluée selon les différentes polarisations de la lumière : non polarisée, polarisation TE et polarisation TM. La mesure de $P_{opt}(\lambda)$ a été réalisée, pour des raisons de disponibilité de matériel, à partir d'une photodiode GaInAs dont la réponse spectrale est fournie par le constructeur. En divisant le spectre obtenu par cette photodiode par sa réponse spectrale, on obtient l'évolution $P_{opt}(\lambda)$ analogue à celle mesurée directement avec un photomètre de réponse spectrale plate. L'ensemble des évolutions de $P_{opt}(\lambda)$ du dispositif de PCET, différente selon la polarisation de la lumière, est représenté figure III-13.

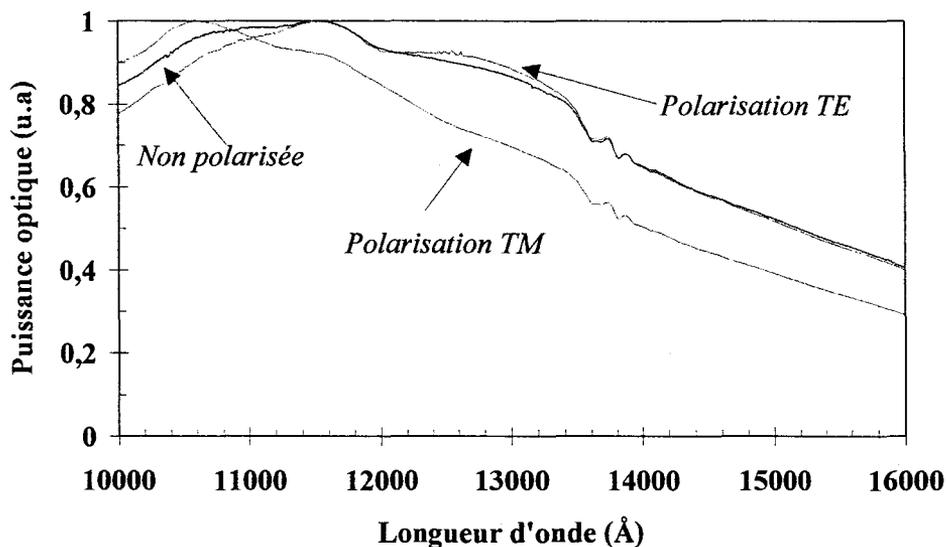


Figure III-13 : Evolution de la puissance spectrale reçue au niveau de l'échantillon analysé pour le dispositif de PCET selon la polarisation de la lumière : non polarisée, en polarisation TE et polarisation TM

Nous allons maintenant présenter la caractérisation des deux structures laser 1,55 μ m "SR" et "alliage" par PCET afin d'observer les règles de sélections optiques.

2.2.4 Application aux lasers 1,55 μ m

Les spectres de PCET en lumière non polarisée, en polarisation TE et TM de deux structures laser "SR" et "alliage" sont respectivement représentés figures III-14 et III-15. Ces spectres ont été obtenus à température ambiante.

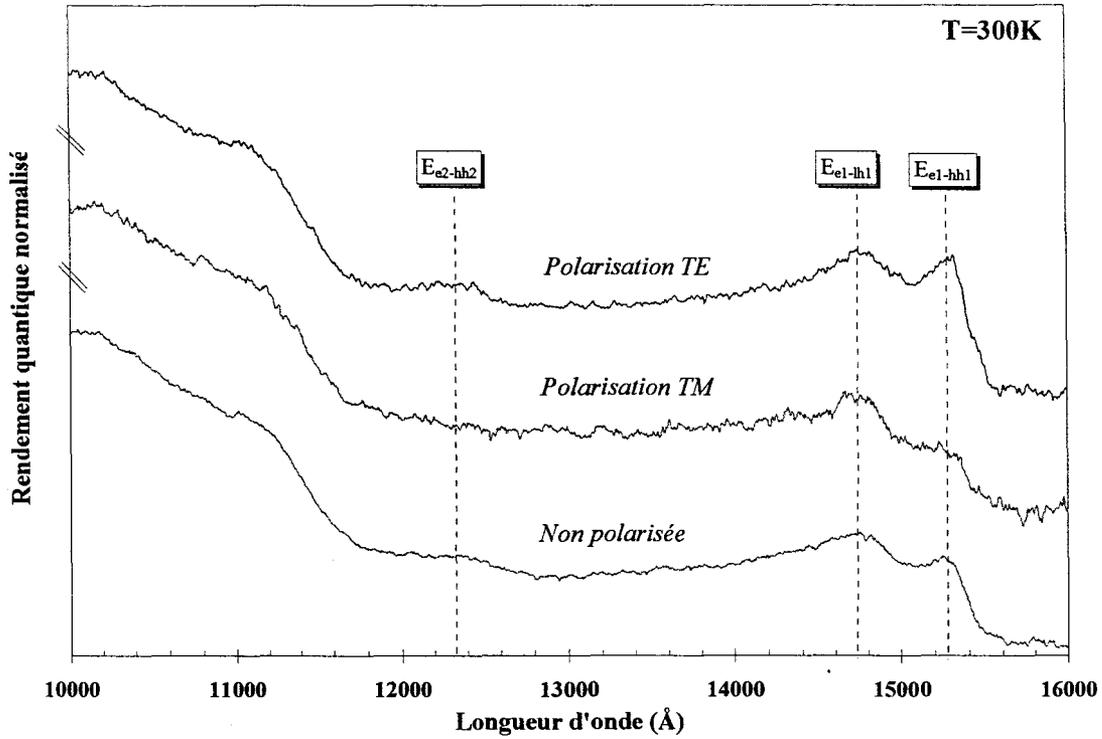


Figure III-14 : Spectres de PCET à $T=300\text{K}$ du laser "super réseau" suivant la polarisation de la lumière : non polarisée, polarisation TM et polarisation TE

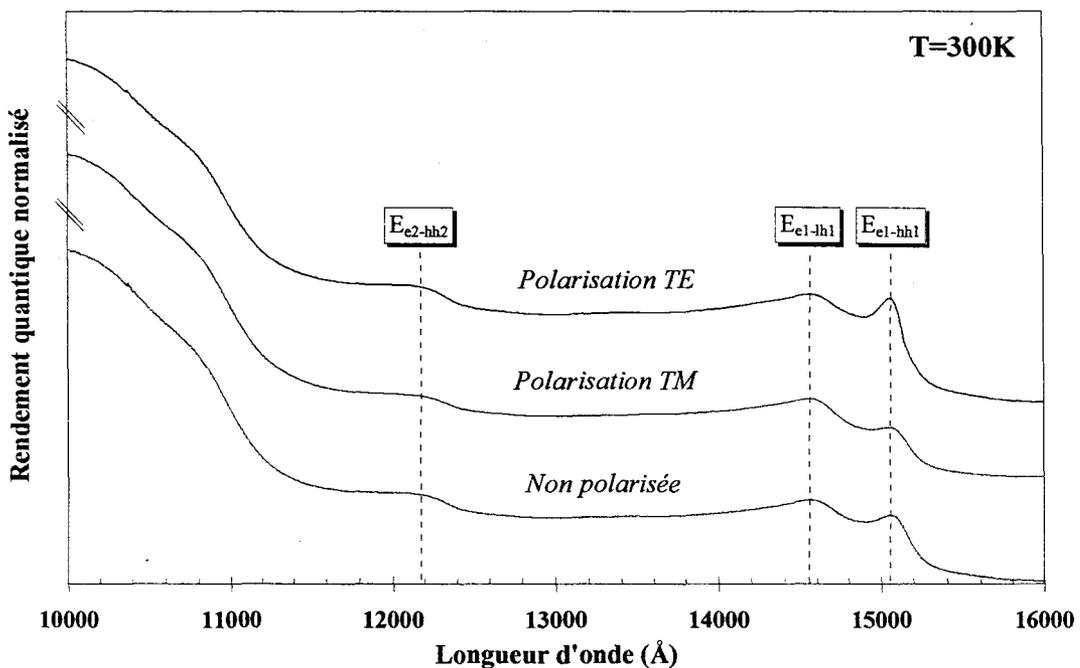


Figure III-15 : Spectres de PCET à $T=300\text{K}$ du laser "alliage" suivant la polarisation de la lumière : non polarisée, polarisation TM et polarisation TE

Nous observons bien, d'après la figure III-14, que la transition fondamentale sur les trous lourds E_{e1-hh1} et celle sur le 2^{ème} niveau de trous lourds E_{e2-hh2} du laser "SR" sont renforcées en polarisation TE alors qu'elles sont atténuées en polarisation TM. Ce phénomène est plus marqué sur le niveau fondamental qu'au 2^{ème} niveau étant donné d'une part que l'on s'éloigne de $\vec{k} = \vec{0}$ et d'autre part que le polariseur dans cette gamme de longueur d'onde perd de son efficacité.

D'après la figure III-15, on constate que l'observation des règles de sélection sur les transitions optiques du laser "alliage", hormis le niveau fondamental de trous lourds E_{e1-hh1} , semble plus délicate. Ceci pourrait être la conséquence d'une gravure incomplète des mésas conduisant à la création parasite de paires électron-trou due à un éclairage par le dessus masquant ainsi les règles de sélection. Cette hypothèse semble plus probable dans le cas du laser "alliage", ce laser présentant des épaisseurs des couches supérieures en GaInAs et en InP plus importantes que dans le cas du laser "SR".

3. Caractérisation statique

Après avoir décrit le dispositif expérimental mis au point pour étudier le comportement en température des lasers à large contact, nous nous intéresserons plus particulièrement à la caractérisation et à l'exploitation des mesures obtenues sur les structures laser 1,55 μm décrites au paragraphe 2.1.3.1.

3.1 Description du banc de caractérisation

3.1.1 Système d'émission

Afin de caractériser statiquement les lasers en température, nous avons développé une cellule de mesure de dimension $3 \times 6 \text{cm}^2$ décrite figure III-16. Le système de régulation en température est composé d'un module Peltier de 25mm^2 de surface et d'une sonde platine de contrôle. La puce laser est montée sur une semelle dorée représentant la masse du système et sur laquelle est collée un film métallique sur substrat duroïd permettant par pression mécanique d'assurer le contact électrique avec le câble d'alimentation d'un générateur impulsif de courant. Le contact entre la puce laser et le film métallique est obtenu par l'intermédiaire de fils d'or connectés par thermocompression. Ce système de semelle dorée reliée au film métallique sur lequel est montée la puce est amovible. Ce système de montage de puces a été choisi pour son



bas coût par rapport aux boîtiers préconçus du commerce, étant donné le nombre important de boîtiers nécessaires pour l'étude des structures laser $1,3\mu\text{m}$ qui sera exposée au chapitre IV.

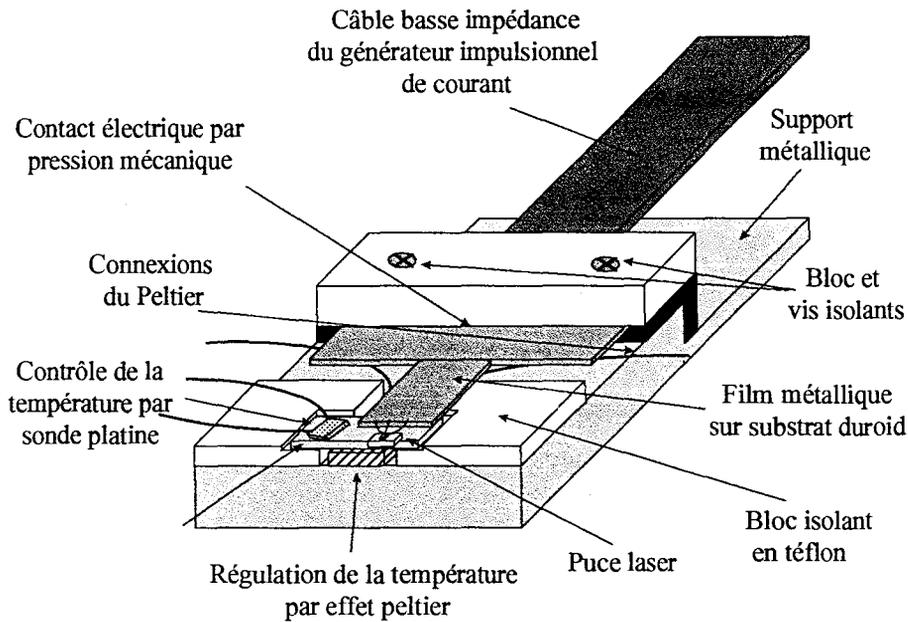


Figure III-16 : Description du système d'émission

Les lasers "large contact" ont été caractérisés en régime de courant impulsionnel. La génération des impulsions de courant est obtenue à l'aide d'un générateur impulsionnel de courant *ILX lightwave LDP-3840* pouvant délivrer des impulsions de courant jusqu'à 3A. Afin de ne pas échauffer le composant, la largeur de l'impulsion de courant a été choisie la plus faible possible soit une largeur de $0,1\mu\text{s}$ avec une fréquence de répétition de 2KHz (rapport cyclique de 5000). Les lasers ont été caractérisés dans une gamme de température comprise entre 20°C et 80°C , la sonde platine et le module Peltier étant commandés par une alimentation *Profile LDC-400*.

3.1.2 Système de détection

Afin de récupérer un maximum de puissance optique en sortie, notre choix s'est porté sur une photodiode Germanium de large diamètre (5mm) ne présentant pas de fenêtre de protection de manière à se rapprocher le plus près possible du laser (1 à 2mm). Le principal inconvénient de ce type de composant est leur sensibilité à l'environnement extérieur : décharge électrostatique, poussière...Le système de réception est représenté figure III-17. La photodiode, collée sur un support doré, est reliée à une ligne dorée dessinée sur un substrat duroïd, le tout étant connecté à une fiche SMA. L'ensemble de la cellule de détection est connecté à un électromètre *Keithley*

617 avec lequel nous avons mesuré des courants de l'ordre de la dizaine de microampères. Un boîtier de protection du système pour protéger la photodiode en période hors utilisation a été confectionné en lucoflex.

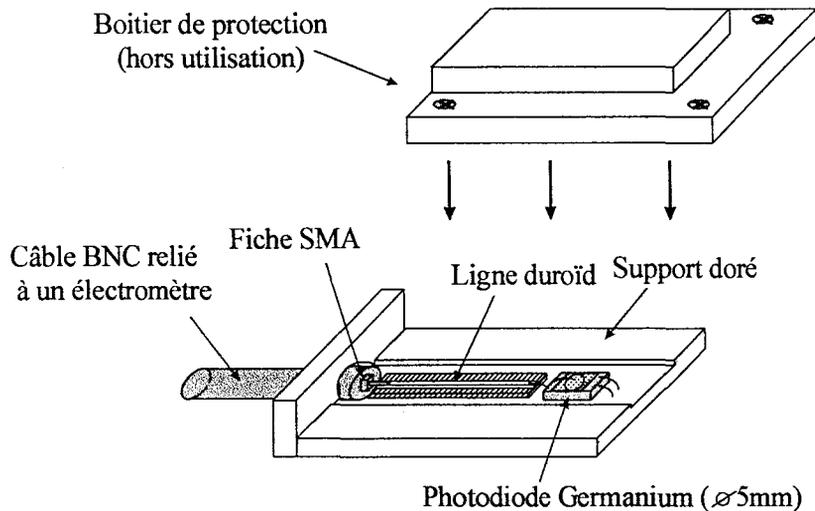


Figure III-17 : Description du système de réception

La photodiode a été calibrée à partir d'une source laser connue à 1,3µm et 1,55µm en régime de courant continu et pulsé (270Hz, 2KHz pour un rapport cyclique de 50%). La figure III-18 montre l'évolution du coefficient de réponse de la photodiode à 1,55µm en fonction de la tension de polarisation jusqu'à une tension maximale de 0,3V imposée par le constructeur. On constate que pour des tensions supérieures à 0,2V; le coefficient de réponse est identique que la source laser 1,55µm soit continue ou pulsée (R=50%). Par sécurité, nous avons choisi une tension de polarisation de 0,25V correspondant à un coefficient de réponse respectif de 0,8A/W à 1,3µm et 0,9A/W à 1,55µm.

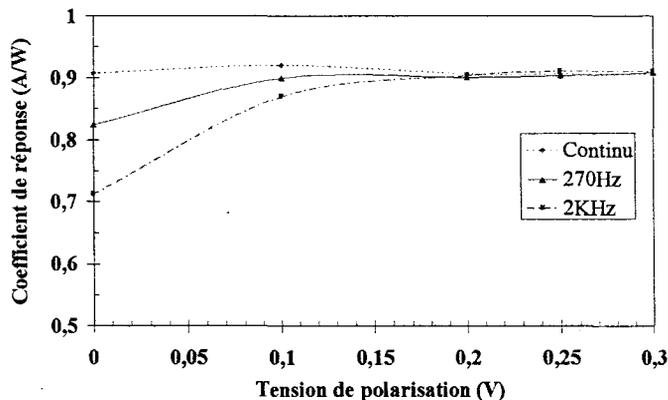


Figure III-18 : Evolution du coefficient de réponse en fonction de la polarisation de la photodiode à 1,55µm selon différentes fréquences d'excitation de la source laser

3.1.3 Dispositif expérimental P(I)

Etant donné le nombre important de points expérimentaux que nous avons été amenés à relever pour déterminer avec suffisamment de précision les caractéristiques $P(I)$ à différentes températures (environ 2500 points pour une structure de longueur donnée), il a été nécessaire d'automatiser la manipulation. Les relevés de $P(I)$ ont donc été automatisés à l'aide du logiciel Labview qui est un langage de programmation graphique particulièrement adapté aux pilotages des plusieurs appareils. L'environnement est très convivial aussi bien d'un point de vue interface d'utilisation qu'au niveau de la programmation. L'ensemble du dispositif expérimental est représenté figure III-19.

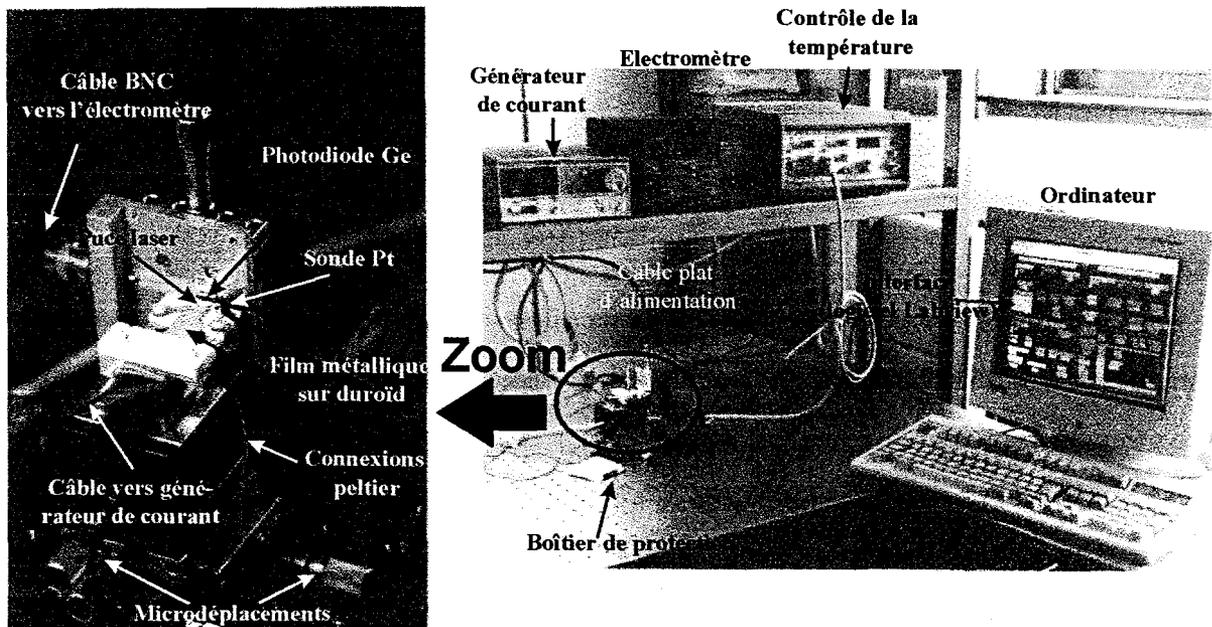


Figure III-19 : Descriptif du banc de caractérisation statique en température des lasers large contact

Pour chaque température T , un cycle de mesure $P(I)$ se déroule de la manière suivante. A chaque valeur de courant I injecté dans le laser à l'aide du générateur impulsionnel de courant correspond un photocourant moyen mesuré par l'intermédiaire de l'électromètre relié à la photodiode Ge . A ce courant moyen relevé est ensuite soustrait le courant parasite d'éclairement de la pièce et le courant inverse de polarisation de la photodiode Ge . Ces deux types de courants parasites ont été relevés à chaque changement de température. En multipliant ensuite ce photocourant moyen corrigé des courants parasites par successivement le rapport cyclique imposé par la largeur et la répétition des impulsions de courant injecté, puis par le

coefficient de réponse de la photodiode, on obtient la puissance instantanée P . Le relevé des ces $P(I)$ s'effectue tant que la puissance instantanée ne dépasse pas une puissance maximale détectable par la photodiode, fixée ici à 150mW.

3.2 Application à la caractérisation des lasers 1,55µm

3.2.1 Résultats expérimentaux

Pour chaque structure laser étudiée, nous avons relevé l'évolution de la puissance optique instantanée P à la sortie du laser en fonction du courant injecté I dans une gamme de températures comprises entre 20°C et 80°C par pas de 20°C et ceci pour différentes longueurs de cavités laser comprises entre 250µm et 1400µm. A titre d'exemple, nous avons représenté respectivement sur les figures III-20(a) et III-20(b) les courbes $P(I)$ des deux structures laser 1,55µm "SR" et "alliage" obtenues pour de courtes longueurs de cavités.

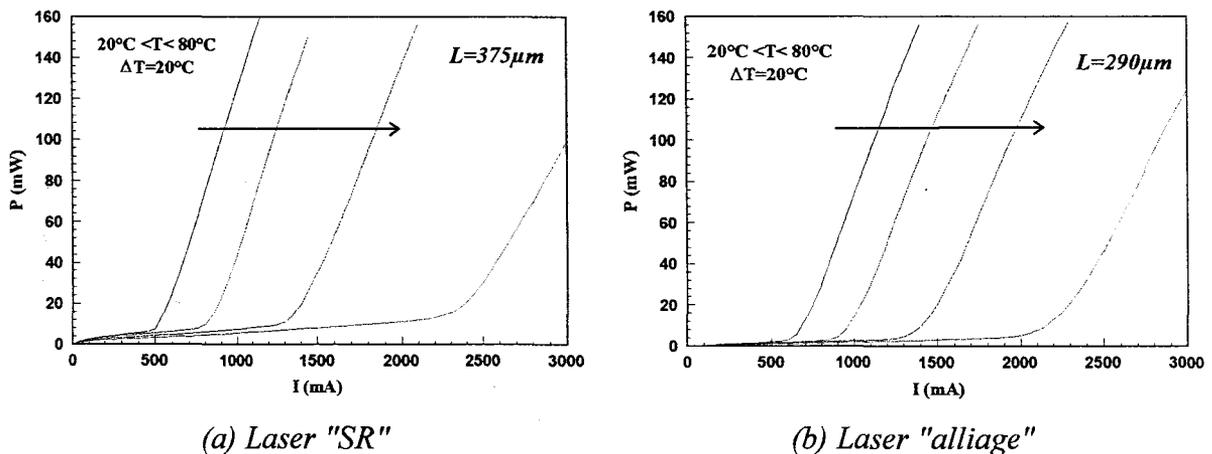


Figure III-20 : Exemples d'évolution de la puissance optique P en fonction du courant injecté I des lasers 1,55µm "SR"(a) et "alliage" (b) de courtes longueurs de cavités.

De ces courbes III-20(a) et III-20(b), nous avons calculé le courant de seuil I_{th} et le rendement de conversion R_c par facette à partir d'une régression des points expérimentaux dans la région linéaire du graphe $P(I)$. La pente de cette droite nous permet d'accéder à R_c et ainsi d'en déduire le rendement quantique externe η_d défini par la relation (1-11) du chapitre I que nous rappelons ci-dessous :

$$\eta_d = \frac{2q}{h\nu} R_c \quad (3-1)$$

L'intersection de la régression linéaire dans la zone linéaire de la courbe $P(I)$ avec l'axe des abscisses nous permet d'évaluer le courant de seuil I_{th} plus communément exprimé en terme de densité de courant de seuil J_{th} pour des lasers large contact. Les valeurs de la densité de courant de seuil J_{th} et du rendement de conversion R_c correspondant aux longueurs typiques de 300, 600 et 1200 μm sont reportées dans le tableau III-3 ainsi que la température caractéristique T_0 obtenue à partir de la variation des J_{th} expérimentaux avec la température T dans la gamme [20°C;80°C] à l'aide de la relation (1-30) du chapitre I soit :

$$J_{th}(T) = J_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (3-2)$$

Cette grandeur T_0 a été évaluée uniquement pour mesurer l'importance de la variation du courant de seuil avec la température sans chercher à y associer une signification physique particulière. De même, nous avons évalué en pourcentage la chute du rendement de conversion lorsque la température passe de 20°C à 80°C.

	$L \approx 300\mu\text{m}$		$L \approx 600\mu\text{m}$		$L \approx 1200\mu\text{m}$	
	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)
<i>Laser SR</i>	$L=375\mu\text{m}$		$L=635\mu\text{m}$		$L=1210\mu\text{m}$	
20°C	1,32	0,245	0,88	0,197	0,889	0,135
40°C	2,15	0,235	1,37	0,182	1,311	0,115
60°C	3,53	0,201	2,21	0,157	1,903	0,09
80°C	6,08	0,136	3,64	0,106	-*	-*
	$T_0=39K$	↘ 45%	$T_0=42K$	↘ 46%	-	-
<i>Laser alliage</i>	$L=290\mu\text{m}$		$L=650\mu\text{m}$		$L=1190\mu\text{m}$	
20°C	2,25	0,211	1,59	0,168	1,27	0,120
40°C	3,23	0,196	2,15	0,151	1,70	0,109
60°C	4,77	0,175	3,03	0,136	-*	-*
80°C	7,54	0,153	-*	-*	-*	-*
	$T_0=50K$	↘ 28%	-	-	-	-

Tableau III-3 (* Pas d'émission laser dans la gamme de courant 0-3A):

- Caractéristiques de densité de courant de seuil J_{th} , du rendement de conversion par facette R_c pour de longueurs de cavité typiquement de 300 μm , 600 μm et 1200 μm
- Evaluation de la température caractéristique T_0 et de la baisse de R_c entre 20°C et 80°C

Globalement, on s'aperçoit que le laser SR présente des densités de courant de seuil moins élevées que le laser alliage alors que ce dernier montre une plus faible variation du courant de seuil et du rendement de conversion avec la température. Notons que le laser alliage, étant données les plus fortes densités de courant de seuil relevées à 20°C sur des courtes longueurs de cavités, a plus de difficultés à "laser" à 80°C et aux grandes longueurs de cavités.

3.2.2 Exploitation des résultats

A partir des résultats expérimentaux (J_{th} , R_c ou η_d) obtenus précédemment, il est possible de calculer un certain nombre de grandeurs telles que la densité de courant de seuil de longueur infinie, les pertes internes.... Ces grandeurs, très utiles pour comparer les structures laser entre elles, peuvent être obtenues par une approche empirique exposée ci-dessous.

3.2.2.1 Approche empirique

Dans l'hypothèse d'une évolution logarithmique du gain en fonction de la densité de courant de seuil J suivant la loi empirique [8]:

$$G = G_0 \left(1 + \ln \left(\frac{J}{J_0} \right) \right) \quad (3-3)$$

où J_0 et G_0 sont des paramètres d'ajustement relatifs respectivement au courant à la transparence et au gain, il est possible de remonter à la variation de la densité de courant de seuil J_{th} avec la longueur de la cavité L .

En combinant cette relation du gain (3-3) avec la condition au seuil définie par la relation (1-2) du chapitre I et que nous rappelons ci-dessous :

$$\Gamma g_{act} = \alpha_i + \alpha_m = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (3-4)$$

où α_i sont les pertes internes, α_m les pertes miroirs, L la longueur de la cavité et $R=R_1=R_2$ la réflectivité des miroirs; on obtient la variation de la densité de courant de seuil suivante [9] :

$$J_{th} = \frac{N_w J_0}{\eta_i e} \exp \left[\frac{\alpha_i + 1/L \ln(1/R)}{N_w \Gamma_w G_0} \right] \quad (3-5)$$

soit en passant au logarithme népérien du courant de seuil :

$$\ln J_{th} = \ln \left(\frac{N_w J_0}{\eta_i e} \right) + \frac{\alpha_i}{N_w \Gamma_w G_0} + \frac{1}{L} \frac{\ln(1/R)}{N_w \Gamma_w G_0} \quad (3-6)$$

où N_w est le nombre de puits

Γ_w est le facteur de confinement moyen par puits défini par $\Gamma_w = \Gamma/N_w$ avec Γ le facteur de confinement de la structure globale. Cette relation suppose que l'injection dans les puits est uniforme.

η_i est le rendement interne du laser, c'est-à-dire la fraction d'électrons injectés se recombinant en émission stimulée.

L'évolution du logarithme de la densité de courant de seuil d'un laser en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité suit donc, selon la relation (3-6), une loi linéaire. Pour s'affranchir de l'effet de longueur de cavité sur J_{th} , nous avons extrapolé cette valeur, à partir de la relation (3-6), à celle obtenue pour un laser de longueur hypothétiquement infinie que nous appellerons *densité de courant de seuil pour une longueur infinie* notée $J_{th\infty}$. Cette grandeur, généralement utilisée pour comparer différentes structures laser [10-11], est directement donnée par l'ordonnée à l'origine de la droite $J_{th}=f(1/L)$. A partir des différents $J_{th\infty}$ obtenus pour chaque température T , nous définissons une valeur de *température caractéristique extrapolée pour une longueur infinie* $T_{0\infty}$ donnée par la loi suivante analogue à la relation (3-2) soit :

$$J_{th\infty} = J_0 \exp \left(\frac{T}{T_{0\infty}} \right) \quad (3-7)$$

A partir de la condition au seuil donnée par la relation (3-4), il est possible de décrire le rendement quantique externe en fonction des pertes internes α_i et des pertes miroirs α_m de la manière suivante [12]:

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (3-8)$$

avec η_i le rendement quantique interne.

D'après la relation (3-8) et l'expression des pertes miroirs donnée dans la relation (3-4), le rendement quantique externe s'exprime aussi par :

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \left[1 + \frac{\alpha_i L}{\ln(1/R)} \right] \quad (3-9)$$

L'inverse du rendement quantique externe varie donc de manière linéaire avec la longueur de la cavité. En appliquant une procédure d'ajustement des résultats expérimentaux $1/\eta_d = f(L)$, on peut déterminer deux grandeurs caractéristiques du laser :

- le rendement quantique interne donné par $\eta_i = \eta_d(L=0)$ (3-10)

- les pertes internes définies par $\alpha_i = \frac{d(1/\eta_d)}{dL} \times \eta_i \times \ln(1/R)$ (3-11)

Toutes les grandeurs caractéristiques $J_{th\infty}$, α_i et η_i ont été déterminées pour chaque structure laser étudiée, comme nous allons le voir maintenant dans le cas des structures laser 1,55µm.

3.2.2.2 Application aux lasers 1,55µm

L'évolution expérimentale du logarithme népérien de la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité des lasers "SR" et "alliage" est représentée respectivement figures III-21(a) et III-21(b). Les mesures ont été effectuées dans une gamme de températures comprises entre 20°C et 80°C tous les 20°C. Une régression linéaire des points expérimentaux a permis de remonter à la valeur de $J_{th\infty}$ pour chaque température étudiée.

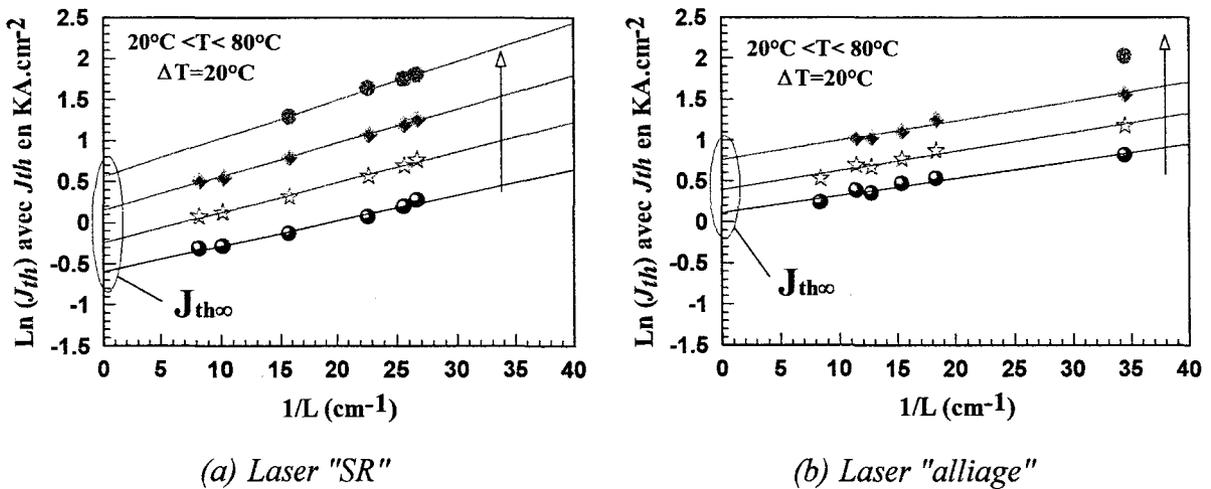


Figure III-21 : Evolution du logarithme népérien de la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité $\ln(J_{th})=f(1/L)$ des structures laser 1,55µm "SR"(a) et "alliage"(b)

De même, l'évolution expérimentale de l'inverse du rendement quantique externe en fonction de la longueur de la cavité du laser "SR" et "alliage" pour une gamme de température de 20°C à 80°C tous les 20°C est décrite respectivement figures III-22(a) et III-22(b). Une régression linéaire effectuée sur les points expérimentaux a permis de remonter selon les relations (3-9) et (3-10) respectivement aux pertes internes α_i et au rendement interne η_i de ces structures. L'évolution $1/\eta_d=f(L)$ ne suit généralement plus une loi linéaire avec l'augmentation de la température, c'est pourquoi nous ne chercherons pas à déterminer ces paramètres au delà d'une température de 20°C.

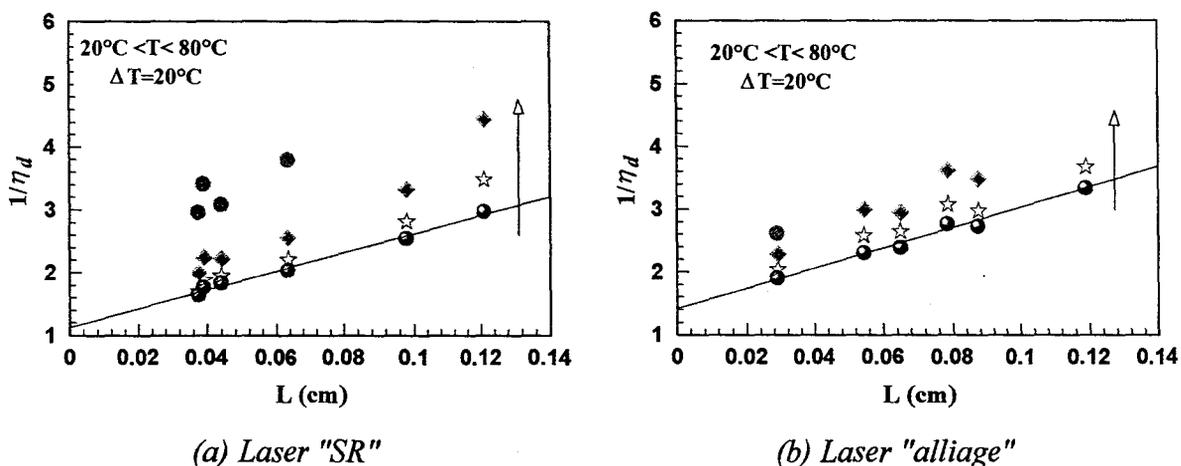


Figure III-22 : Evolution de l'inverse du rendement quantique externe en fonction de la longueur de la cavité $1/\eta_d=f(L)$ des structures laser 1,55 μm "SR"(a) et "alliage"(b)

L'ensemble des caractéristiques déduites de l'évolution de la densité de courant de seuil et du rendement quantique en fonction de la longueur de la cavité L sont regroupées dans le tableau III-4.

	Laser SR	Laser alliage
$J_{th\infty}$ (KA.cm ⁻²)	20°C	1,12
	40°C	1,48
	60°C	2,13
	80°C	-
	$T_{0\infty}=51K$	-
α_i à 20°C (cm ⁻¹)	16	14
η_i à 20°C (%)	89	71

Tableau III-4 : Grandeurs des structures laser 1,55 μm "SR" et "alliage"

On constate que le laser "SR" présente des densités de courant de seuil $J_{th\infty}$ plus faibles que celles du laser "alliage". Un $T_{0\infty}$ de 51K a été évalué pour le laser SR. Par contre, il n'a pas été possible, compte tenu du courant maximal que peut délivrer le générateur de courant, d'évaluer un $T_{0\infty}$ entre 20°C et 80°C pour le laser alliage. Les deux structures laser 1,55 μm présentent quasiment les mêmes pertes internes d'environ 15cm^{-1} et un rendement interne de 89% a été relevé pour le laser SR contre seulement 71% pour le laser alliage.

Conclusion

Nous avons développé dans ce chapitre les techniques de fabrication, de caractérisation par spectroscopie de photocourant et de caractérisation statique en température des composants. La technique de spectroscopie par photocourant mêlée à un modèle simplifié de calcul de structure de bande semble être, entre autres, une bonne méthode de validation de l'épitaxie et surtout elle permet une détermination expérimentale de la contrainte des puits quantiques de la zone active d'un laser comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre IV. Les deux structures laser émettant à 1,55 μm présentées dans ce chapitre ont permis de valider le bâti d'épitaxie quant à la réalisation de structures laser à base de matériaux phosphorés et aluminés. Ceci va nous permettre d'enchaîner avec plus d'expérience sur l'élaboration, plus complexe, de structures laser contraintes 1,3 μm dans cette même filière alumino-phosphorée. L'ensemble des techniques expérimentales développées sera directement applicable aux structures laser 1,3 μm alumino-phosphorées présentées dans le chapitre suivant.

Références du chapitre III

[1] **Excitonic transitions in strained-layer $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ quantum wells**

Gershoni, H. Temkin, M.B. Panish and R.A. Hamm

Phys. Rev. B vol. 39 n°8, pp. 5531-5534, Mars 89

[2] **Room-temperature photoconductivity of $\text{GaInAs}/\text{GaAs}$ strained-layer superlattices**

Salokatve, M. Hovinen, and M. Pesa

Appl. Phys. Lett. 58(17), pp. 1878-1880, Avril 1991

[3] **Application des contraintes biaxiales à l'amélioration du transport vertical des trous dans les hétérostructures**

J.F. Lampin

Thèse de doctorat, Lille, Octobre 97

[4] **Electronic energy levels in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ strained-layer superlattices**

Gershoni, J.M. Vandenberg, R.A. Hamm, H. Temkin, and M.B. Panish

Phys. Rev. B vol. 36 n°2, pp. 1320-1323, Juillet 1987

[5] R. Dingle, W. Wiegmann, C.H. Henry

Phys. Rev. Lett. 33, p. 827, 1974

[6] **Study of the direct-indirect band-gap transition in GaAs/AlAs short-period superlattices using photocurrent spectroscopy**

J. Barrau, K. Khirouni, Th. Amand, J.C. Brabant, B. Brousseau, M. Brousseau, P.H. Binh, F. Mollot, R. Planel

J. Appl. Phys. 65(9), pp. 3501-3504, Mai 1989

[7] J.C. Hensel, G. Ferher

Phys. Rev. 129, p. 1401, 1963

[8] **Analysis and application of theoretical gain curves to the design of multi-quantum well lasers**

P.W.A. Mc ilroy, A. Kurobe and Y. Uematsu

IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-21 n°12, pp. 1958-1963, Décembre 1985

[9] **Effect of well number, cavity length, and facet reflectivity on the reduction of threshold current of $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ multi-quantum well lasers**

Kurobe, H. Furuyama, S. Naritsuka, N. Sugiyama, Y. Kokubun, M. Nakamura

IEEE J. Quantum Electron. vol. 24 n°4, pp. 635-640, Avril 1988

[10] **Low threshold $1.5\mu\text{m}$ quaternary quantum well lasers grown by solid source molecular beam epitaxy**

Savolainen, M. Toivonen, H. Asonen, R. Murison

Jpn. J. Appl. Phys. vol. 35 part. 2 n° 7B, pp. L900-L902, Juillet 1996

[11] **$1.3\mu\text{m}$ $\text{InAsP}/\text{InGaAlAs}$ MQW lasers for high temperature operation**

Anan, M. Yamada, K. Tokutome, S. Sugou

Electron. Lett. vol. 33 n°12, pp. 1048-1049, Juin 97

[12] **Long wavelength semiconductor lasers**

G.P. Agrawal & N.K. Dutta

Van Nostrand Reinhold, New York, pp. 53-59, 1986

Chapitre IV:

Etude systématique de structures laser

1,3 μ m alumino-phosphorées

Chapitre IV

Etude systématique de structures laser 1,3 μ m alumino-phosphorées

Dans ce dernier chapitre, nous présenterons l'étude expérimentale et systématique menée sur des structures laser 1,3 μ m alumino-phosphorées à multi-puits contraints. Cette étude a consisté à étudier l'influence de l'insertion de composés aluminés dans la zone active (puits, barrières, couches de confinement) de lasers phosphorés de référence sur le comportement en température des performances statiques (courant de seuil, rendement de conversion..). Après avoir détaillé la démarche suivie, une première partie sera consacrée à l'optimisation des structures phosphorées de référence. Ensuite, une deuxième partie présentera les différentes structures alumino-phosphorées réalisées ainsi que les résultats obtenus sur des lasers à large contact. Dans une dernière partie, nous analyserons les différents résultats obtenus.

1. Introduction

1.1 Démarche

L'objectif de ce travail est d'étudier l'effet de l'introduction de l'aluminium sur le comportement de structures laser phosphorées à multi-puits quantiques émettant à 1,3 μ m. La démarche suivie, essentiellement pragmatique et expérimentale, a consisté à partir d'une structure de référence, à la modifier en y introduisant des alliages à base de matériaux aluminium et à observer les conséquences sur le courant de seuil et le rendement quantique externe et leur sensibilité à la température.

La première étape de ce travail a consisté à définir des structures de référence. Ces structures ont été conçues dans la filière GaInAsP/InP. Les différents paramètres structuraux de la zone active ont été choisis de manière à favoriser un bon comportement avec la température : nombre et contrainte des puits, choix du facteur de confinement...Le facteur de confinement a fait l'objet d'une optimisation empirique donnant lieu à la réalisation de deux structures de

référence présentant chacune une épaisseur de couche de confinement différente. Ces structures de référence vont ensuite être modifiées petit à petit en y introduisant des matériaux aluminés. Les deux structures de référence ayant été réalisées à des moments différents dans le temps, les premières structures avec des matériaux aluminés ont été calquées d'abord sur la première structure de référence puis sur la deuxième. Nous verrons que ce parcours a priori rendu chaotique n'affectera pas véritablement l'analyse des résultats obtenus.

La première idée de base de ce travail est d'utiliser, dans l'une des structures de référence, la grande discontinuité de bande de conduction des matériaux aluminés dans les barrières de façon à renforcer le confinement des électrons au fond du puits. Des barrières aluminées présentant différentes teneurs en aluminium, que ce soit au travers de la composition de l'alliage ou de l'épaisseur de la barrière, ont été substituées à celles en GaInAsP de la structure de référence. Ces grandes barrières de conduction pouvant gêner le mouvement des électrons, des barrières mixtes alumino-phosphorées facilitant le transport d'un puits à l'autre ont également été réalisées.

Nous avons décidé, dans un deuxième temps, d'agir directement sur les couches de confinement pour éviter la fuite des porteurs dans celles-ci. Pour cela, nous avons inséré, dans un premier temps, des couches de blocage de porteurs dans la structure de référence de manière à éviter leur accumulation dans les couches de confinement. Dans un deuxième temps, nous avons remplacé la couche de confinement en GaInAsP de la structure de référence par un quaternaire AlGaInAs évitant l'effet de réservoir à électrons en bande de conduction dans ces dernières. Pour faciliter la croissance, les barrières ont été réalisées dans le même matériau aluminé que celui des couches de confinement. Deux matériaux de puits, l'un en GaInAsP contraint comme pour la référence et l'autre en AlGaInAs, ont été testés. Cette nature différente des puits nous permet ainsi de comparer la structure phosphorée de référence avec une structure dite "tout aluminium" et une autre dite mixte alumino-phosphorée. Enfin, dans une dernière étape, nous avons utilisé des structures à variation d'indice graduelle ou GRINSCH (Graded Index Separated Confinement Heterostructure). Ces structures GRINSCH également en matériau aluminé ont été choisies dans le but d'éviter la stagnation des porteurs dans les couches de confinement par le biais d'une composition graduelle de l'alliage AlGaInAs.

1.2 Structures laser

1.2.1 Structures générales

Toutes les structures laser 1,3µm réalisées dans ce travail présentent la même enveloppe structurale. Seuls les matériaux du cœur de la zone active diffèrent d'une structure à l'autre. Le squelette de ces structures est représenté figure IV-1. La zone active, constituée de multi-puits quantiques (MPQ) et des couches de confinement, est entourée de part et d'autre par de l'InP dopé n^+ correspondant au substrat et de 2,5µm d'InP dopé p^+ ($2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) de l'autre. La couche supérieure de contact est en GaInAs dopé p^{++} à $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur 3000Å.

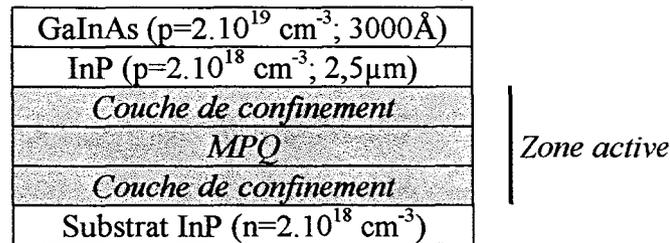


Figure IV-1 : Squelette des structures laser.

1.2.2 Matériaux de zone active

Comme pour l'état de l'art des lasers établi au chapitre I, les trois grandes filières exploitées pour les matériaux de la zone active sont:

- Filière *phosphorée* notée P qui n'est formée que de matériaux en alliage GaInAsP et correspond aux structures SCH de référence.
- Filière *aluminée* notée Al qui n'est composée que de matériaux en alliage Al(Ga)InAs. Ce sont les structures GRINSCH ou SCH "tout aluminium".
- Filière *mixte alumino-phosphorée* notée P&Al où sont combinées les deux familles d'alliages GaInAsP et Al(Ga)InAs. Cette filière comprend toutes les structures SCH et GRINSCH à puits phosphorés combinant à la fois des barrières et/ou des couches de confinement aluminées.

Les diverses combinaisons de matériaux pour les trois grandes parties de la zone active, à savoir les puits, les barrières et les couches de confinement, sont regroupées selon la filière considérée dans le tableau IV-1.

Filières de matériaux	Matériau de puits	Matériau de barrière	Matériau de confinement
P	GaInAsP*	GaInAsP	GaInAsP
Al	AlGaInAs*	Al(Ga)InAs	AlGaInAs
P & Al	GaInAsP*	Al(Ga)InAs ou AlGaInAs/GaInAsP	GaInAsP
	GaInAsP*	AlGaInAs	AlGaInAs

Tableau IV-1 : Combinaisons des différents matériaux de zone active étudiés (*matériau contraint)

1.2.3 Technologie et caractérisation

Comme nous l'avons spécifié dans le chapitre précédent, les différentes structures laser présentées ont été caractérisées systématiquement par photoluminescence (PL), puis "processés" par une technologie laser dite large contact (ruban de 100 μ m de large) avant d'être caractérisées par photoconductivité et de relever les caractéristiques $P(I)$ en régime de courant impulsionnel (0,1 μ s/500 μ s) dans la gamme de température de 20°C à 80°C.

2. Structures phosphorées de référence

2.1 Description des structures

La première étape de ce travail a consisté à définir et à optimiser des structures de référence. Ces références, réalisées dans la filière classique GaInAsP/InP, serviront ensuite de modèle pour les structures à venir. Elles sont composées de 6 puits de 8nm en GaInAsP contraints en compression avec un désaccord de maille $\Delta a/a = 0,7\%$ que nous noterons à +0,7%. Comme nous l'avons détaillé au chapitre I, l'utilisation de puits contraints en compression permet de combattre efficacement l'effet Auger. En ce qui concerne le nombre de puits, plus celui-ci est important, plus la sensibilité à la température est faible [1]. En revanche, si le nombre de puits contraints devient important, il devient nécessaire de compenser les barrières pour ne pas dépasser l'épaisseur critique tolérée. Ceci est d'autant plus vrai que l'épaisseur et la contrainte du puits augmentent. Un nombre de six puits de 8 nm contraints à +0,7% est un bon compromis entre une faible sensibilité et une épaisseur contrainte inférieure à l'épaisseur

critique sans nécessairement compenser les barrières. Les 5 barrières sont en quaternaire GaInAsP non contraint de longueur d'onde $1,1\mu\text{m}$ que l'on notera $Q_P 1,1\mu\text{m}$.

L'optimisation de l'épaisseur des couches de confinement a fait l'objet d'un compromis entre un fort facteur de confinement optique et une baisse des recombinaisons parasites dans ces couches. La figure IV-2 représente l'évolution du facteur de confinement optique avec l'épaisseur de la couche de confinement.

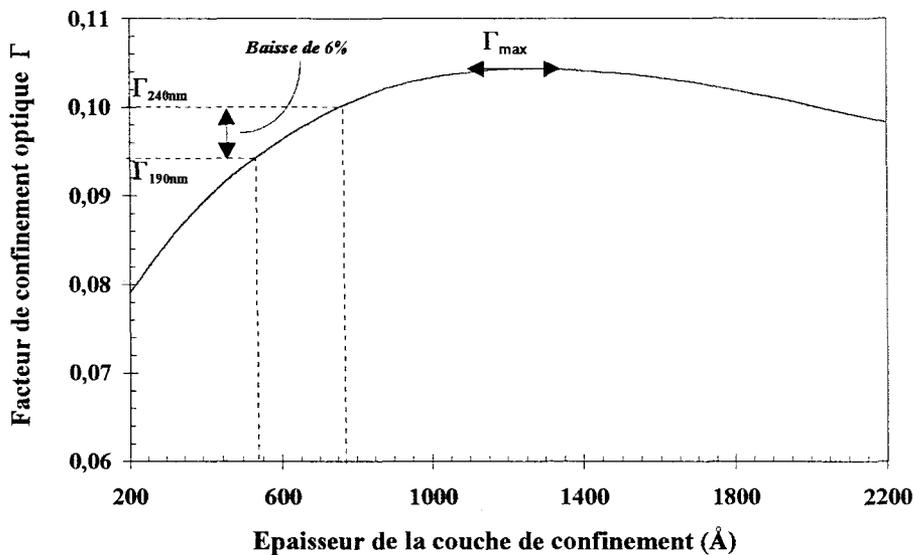


Figure IV-2 : Evolution du facteur de confinement optique Γ en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement de la structure phosphorée de référence

Comme l'indique cette figure IV-2, un facteur de confinement optique maximal correspond à une épaisseur de la couche de confinement d'environ 120nm de large. Or, plus l'épaisseur de la couche de confinement est large, plus il y a de chance d'avoir des recombinaisons dans ces dernières. Cette fuite des porteurs vers les couches de confinement entraîne une augmentation du courant de seuil [2]. Des premiers essais réalisés sur une structure mixte aluminophosphorée dans un autre système de matériaux (à base de $Q_{Al} 0,98\mu\text{m}$ dans les barrières et de $Q_P 1,15\mu\text{m}$ dans les couches de confinement) optimisée à un facteur de confinement maximal ont montré des densités de courants de seuil très élevées de 6KA.cm^{-2} à 80°C pour une longueur de cavité de $300\mu\text{m}$. De plus, la caractérisation par photoluminescence de cette structure montre la présence non négligeable de recombinaisons dans les couches de

confinement en $Q_P1,15\mu\text{m}$ par rapport à celles dans les puits et ceci est d'autant plus vrai que la température augmente comme le montre la figure IV-3.

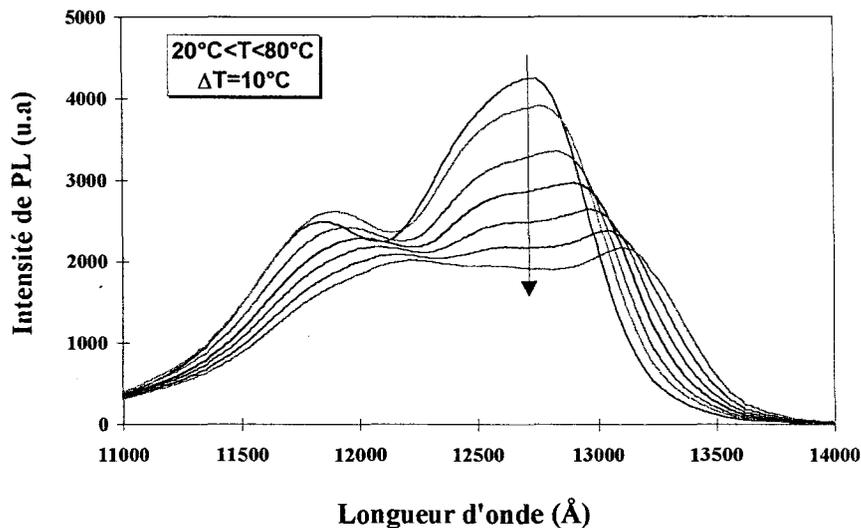


Figure IV-3 : Spectre de photoluminescence en température de 20°C à 80°C d'une structure aluminophosphorée

C'est pourquoi, nous avons décidé de prendre une épaisseur de la couche de confinement correspondant à un facteur de confinement inférieur à celui maximal. Il ne faut pas pour autant que celui-ci devienne trop faible, sinon la densité de courant de seuil réaugmenterait fortement. De manière à quantifier l'influence de ce dernier sur les performances notamment en terme de courant de seuil, deux structures de référence avec des puits et des barrières identiques mais présentant un facteur de confinement différent ont été réalisées. Seule l'épaisseur totale de la zone active, c'est à dire de la couche de confinement, diffère d'une structure à l'autre. La première présente une épaisseur de zone active totale de 190nm et la seconde de 240nm. Une différence de 6% est observée sur le facteur de confinement entre les deux structures de référence comme l'indique la figure IV-2.

Les deux structures phosphorées de référence ainsi obtenues sont schématisées figure IV-4. Identiques d'un point de vue puits/barrières, seule l'épaisseur de la couche de confinement de 54nm pour l'échantillon *G970103* et de 78nm pour l'échantillon *G980111* diffère, ce qui correspond respectivement à une épaisseur de zone active de 190nm et 240nm.

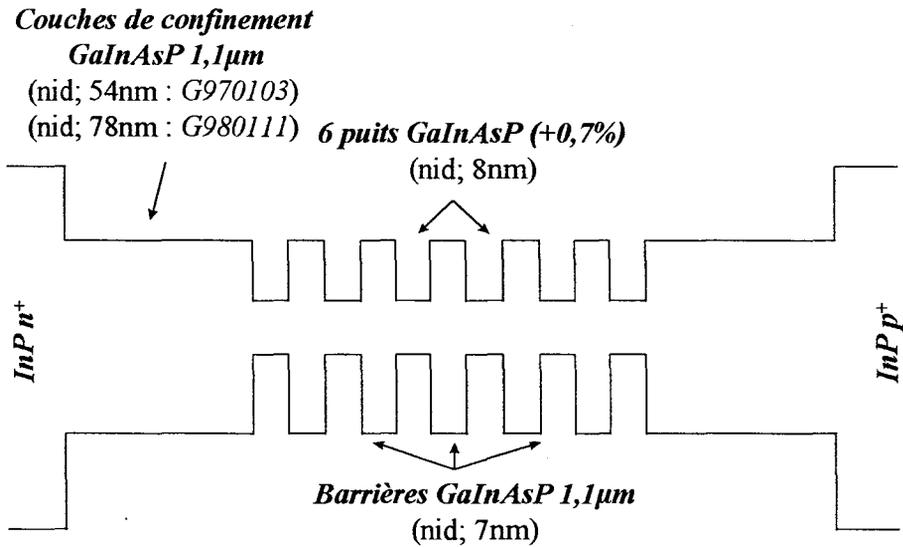


Figure IV-4 : Structures phosphorées de référence d'épaisseur totale de zone active de 190nm (G970103) et de 240nm (G980111)

Nous allons maintenant observer les conséquences de cette différence de 6% sur le facteur de confinement sur les performances statiques.

2.2 Caractérisation P(I)

Les différentes caractéristiques $P(I)$ à une température de 20°C, 40°C, 60°C et 80°C des deux structures de référence sont présentées pour une longueur de cavité voisine de 300 μ m (figure IV-5). La flèche indique le sens de variation de la température de 20°C vers 80°C et un petit encart représente schématiquement la structure considérée. Cette symbolisation des structures sera utilisée le plus souvent possible tout au long de ce chapitre.

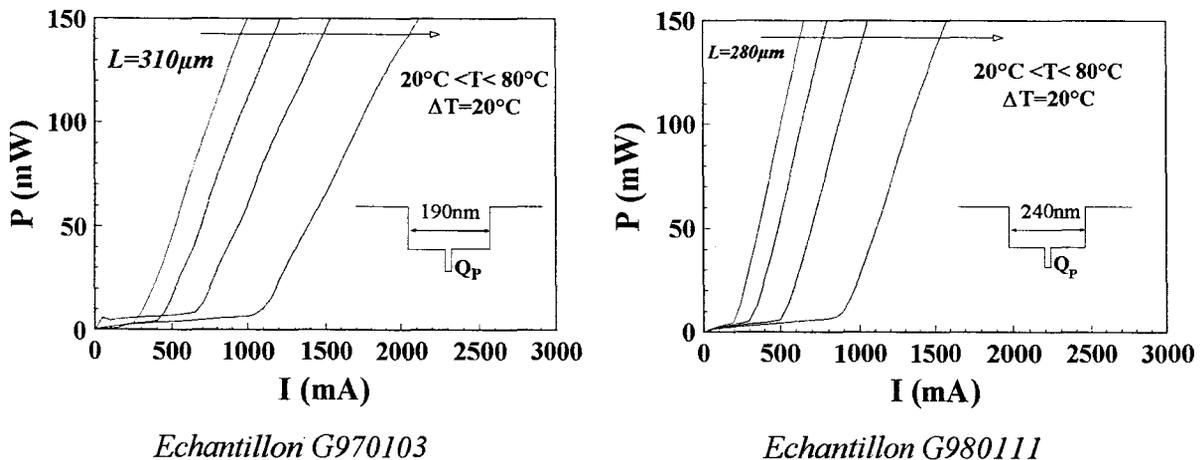


Figure IV-5 : Caractéristiques $P(I)$ à $L \approx 300\mu\text{m}$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1 μ s/500 μ s)

La densité de courant de seuil J_{th} et le rendement de conversion R_c issus des courbes P(I) sont donnés dans le tableau IV-2 pour des longueurs typiques de cavités voisines de 300, 600, et 1200 μm . Les valeurs mesurées des longueurs de cavités L sont précisées en "*italique souligné*". La sensibilité en température de J_{th} et R_c entre 20°C et 80°C est donnée respectivement par la température caractéristique T_0 et par la baisse de R_c en %.

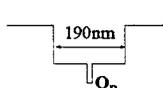
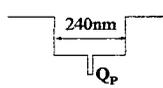
SCH Q _P	<i>L</i> ≈300 μm		<i>L</i> ≈600 μm		<i>L</i> ≈1200 μm	
	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)
 190nm 20°C 80°C Q _P	<i>L=310μm</i>		<i>L=710μm</i>		<i>L=1160μm</i>	
	0,89	0,289	0,67	0,190	0,56	0,167
	3,34	0,186	2,18	0,144	1,52	0,104
	<i>T₀=47K</i>	↘ 36%	<i>T₀=51K</i>	↘ 24%	<i>T₀=60K</i>	↘ 38%
 240nm 20°C 80°C Q _P	<i>L=280μm</i>		<i>L=570μm</i>		<i>L=1185μm</i>	
	0,75	0,339	0,56	0,263	0,43	0,228
	3,14	0,222	1,85	0,191	1,28	0,157
	<i>T₀=42K</i>	↘ 34%	<i>T₀=50K</i>	↘ 27%	<i>T₀=55K</i>	↘ 31%

Tableau IV-2 : Caractéristiques statiques pour 20°C<T<80°C des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1 μs /500 μs)

La baisse de 6 % sur le facteur de confinement lors du passage d'une épaisseur de zone active de 190nm à 240nm entraîne une diminution des courants de seuil d'environ 10 à 15% pour L=300 μm et de 15% à 25% pour L=1200 μm . La référence 240nm mène donc à de meilleures performances statiques. Ces structures de référence ayant été réalisées à des moments différents, les premières structures à base de matériaux aluminés ont été déduites de la référence 190nm avant d'être calquées définitivement sur la référence 240nm. Les résultats obtenus sur ces deux références seront comparés systématiquement à ceux des structures à venir correspondantes et seront donc rappelés à chaque fois sur un arrière plan de couleur grise.

Pour situer les structures de référence par rapport à celles de la littérature, nous avons confronté dans le tableau IV-3 quelques résultats de J_{th} à 20°C de lasers large contact de différentes longueurs de la filière phosphorée avec ceux obtenus pour la référence 240nm.

L (μ m)	Structures de la littérature		Structure de référence 240nm	
	Structure	J_{th} à 20°C (KA.cm ⁻²)	Structure	J_{th} à 20°C (KA.cm ⁻²)
300	(4QW;1,5%) [3]	0,88	(6QW;0,7%)	0,75
1600	(5QW;0,7%) [4]	0,40	(6QW;0,7%)	0,43
infinie	(7QW;1,6%) [5]	0,31 ($T_0=65K$)	(6QW;0,7%)	0,39 ($T_0=66K$)

Tableau IV-3 : Comparaison des J_{th} à 20°C de la référence 240nm avec quelques structures de la littérature

Les résultats obtenus sur la structure de référence 240nm sont comparables à ceux des meilleures structures phosphorées de la littérature. Ces structures constituent donc dans notre étude, une bonne base sur laquelle seront calquées les structures alumino-phosphorées à venir.

3. Influence des paramètres structuraux sur les propriétés électro-optiques des lasers à large contact

Dans ce paragraphe, nous présenterons l'ensemble des structures alumino-phosphorées réalisées ainsi que les résultats statiques obtenus entre 20°C et 80°C sur les laser à large contact et ceci seulement pour une longueur de 300 μ m par souci de clarté. Les résultats obtenus sur d'autres longueurs de cavité de 600 et 1200 μ m seront reportés dans l'annexe A.

3.1 Utilisation de barrières à base d'aluminium dans des structures à confinement séparé (SCH)

3.1.1 Description des structures

La première idée de base de ce travail est de renforcer le confinement des électrons au fond des puits en utilisant la grande discontinuité de bande de conduction des matériaux aluminés. A partir de la structure de référence 190nm décrite précédemment, nous avons décidé de remplacer les barrières phosphorées par des barrières de 3nm en ternaire AlInAs contraint en tension à -0,3% noté T_{Al} . L'interface puits/barrières en GaInAsP/AlInAs de cette structure présente une discontinuité de bande conduction de 475meV contre seulement 80meV pour l'interface GaInAsP/GaInAsP de la structure phosphorée de référence. La conservation d'un matériau phosphoré dans les puits semble judicieux étant donné les meilleures propriétés

radiatives de ce dernier par rapport à l'aluminium. Une étude préliminaire en PL (source excitatrice laser Argon) sur deux structures mixtes alumino-phosphorées *MPQ* ne contenant que le cœur laser a permis de fixer la nature de la couche de confinement. Identiques d'un point de vue des puits et des barrières, elles diffèrent uniquement par la nature des couches de confinement : l'une est constituée d'un quaternaire AlGaInAs $0,98\mu\text{m}$ et l'autre d'un quaternaire GaInAsP $1,15\mu\text{m}$. Un rendement de PL à 300K 10 fois plus important a été relevé sur la structure comportant le moins d'aluminium. Nous avons donc adopté dans un premier temps une couche de confinement en Q_p $1,1\mu\text{m}$. Afin de garder, en première approximation, le même facteur de confinement, nous avons conservé une épaisseur totale de zone active identique à celle de la structure de référence 190nm. Cette structure ainsi obtenue sera appelée structure à *barrière ternaire* T_{Al} (*échantillon G970406*).

Dans un deuxième temps, nous avons remplacé cette barrière en T_{Al} par un quaternaire AlGaInAs de longueur d'onde $0,95\mu\text{m}$ noté Q_{Al} $0,95\mu\text{m}$. Ce quaternaire permet de réduire la quantité d'aluminium dans l'alliage par rapport à celle présente dans le T_{Al} (58% pour le T_{Al} contre 38% pour le Q_{Al}) tout en conservant des discontinuités de bande de conduction favorables entre les puits et les barrières ($\Delta E_c = 315\text{meV}$). Deux structures lasers avec des barrières d'épaisseurs différentes ont été réalisées avec une épaisseur totale de zone active de 190nm. La première structure possède des barrières *fines* de 23\AA (*échantillon G970102*) et la deuxième des barrières *épaisses* de 54\AA (*échantillon G970104*). Les épaisseurs visées de 70\AA pour la barrière épaisse et de 30\AA pour la barrière fine ont été sous-estimées, la comparaison avec les autres structures peut donc être plus délicate.

Ces grandes barrières en bande de conduction pouvant gêner l'injection et le mouvement des électrons, des barrières mixtes à base de matériau aluminium et phosphore ont été réalisées de manière à faciliter le transport des électrons à travers les puits. La première barrière dite *résonante* est constituée de la succession AlInAs/GaInAsP/AlInAs. L'idée de base de cette structure à barrière quantique résonnante (*échantillon G970723*) est de faciliter le passage des électrons en faisant coïncider le deuxième niveau quantifié des électrons du puits avec le premier niveau d'électrons de la barrière quantique. Les dimensions de cette barrière ont été optimisées dans ce sens. La deuxième barrière mixte, permettant de minimiser l'apport d'aluminium, est formée de la séquence inverse de matériaux c'est à dire de GaInAsP/AlInAs/GaInAsP, structure que l'on baptisera à *barrières BF*, des initiales de son

initiateur M. Bruno Fernier d'AAR (échantillon G970724). Contrairement aux précédentes structures à barrières aluminées, ces deux dernières structures à barrières mixtes ont été calquées sur la référence phosphore de 240nm d'épaisseur qui sera désormais la référence définitive.

Le diagramme de bande simplifié des cinq structures laser à différentes barrières à base d'AlGaInAs ainsi que la schématisation des barrières en bande de conduction de chacune de ces structures sont décrits figure IV-6. Ces structures seront repérées par la schématisation des différentes barrières en bande de conduction. Ces barrières aluminées dont le rôle est de confiner les électrons au fond des puits en bande de conduction ne devraient pas gêner le mouvement des trous en bande de valence.

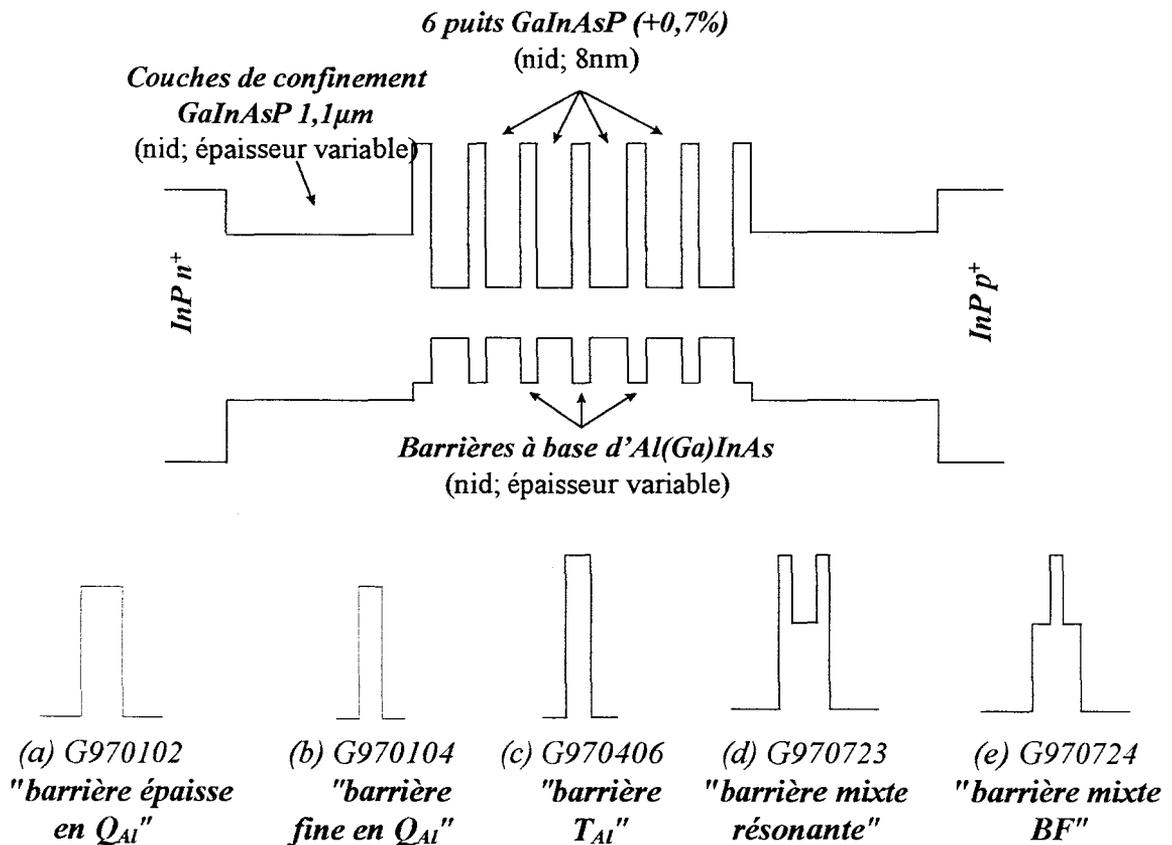


Figure IV-6 : Structures laser à barrières aluminées et alumino-phosphorées et schématisation particulière en bande de conduction des différentes barrières envisagées

Finalement, chacune de ces structures est composée de 6 puits de 8nm contraints en compression à +0,7% dans 7 barrières aluminées ou alumino-phosphorées d'épaisseur variable. L'épaisseur des couches de confinement est telle que l'épaisseur totale de la zone active soit de 190nm pour les barrières aluminées et de 240nm pour celles mixtes. La nature et l'épaisseur

des différentes barrières schématisées figure IV-6 ainsi que l'épaisseur de la zone active et des couches de confinement de ces structures sont précisées dans le tableau IV-4 ci-dessous.

SCH Q _P	Matériaux de barrières	Epaisseur de barrières (Å)	Epaisseur de couche de confinement (nm)	Epaisseur totale de la zone active (nm)
G970102	Q _{Al} 0,95µm	23	63	190
G970104	Q _{Al} 0,95µm	54	52	190
G970406	Al _{0,52} In _{0,48} As (T _{Al})	30	60	190
G970723	T _{Al} /Q _P 1,1µm/T _{Al}	20/36/20	69	240
G970724	Q _P 1,1µm /T _{Al} /Q _P 1,1µm	30/20/30	68	240

Tableau IV-4 : Nature et épaisseur des barrières; épaisseurs des couches de confinement et de la zone active

3.1.2 Caractérisation PC

Afin de vérifier les épitaxies lasers et d'évaluer expérimentalement la contrainte des structures à barrières aluminées et phosphorées, certaines d'entre elles ont été caractérisées par Photoconductivité à Eclairement par le Dessus (PCED) et à Eclairement par la Tranche (PCET) selon la méthode détaillée au paragraphe 2 du chapitre III.

3.1.2.1 Spectres de PCED et PCET

Les spectres de PCED obtenus sur la structure à barrières épaisses en Q_{Al} (G970104) et sur la référence de 190nm explicitée au paragraphe 2 de ce chapitre (G970103) sont donnés respectivement figures IV-7 et IV-8. Sur la figure IV-9 est représenté le spectre de PCET obtenu sur la structure à barrières en ternaire AlInAs (G970406). Nous rappelons ici la notation adoptée : les traits verticaux représentent les transitions expérimentales prises aux points d'inflexion du spectre pour l'absorption dans les matériaux de barrières et de couches de confinement et au maximum des pics de photocourant pour les transitions dans les puits. Un descriptif rapide des spectres sera présenté avant de détailler, dans un deuxième paragraphe, la méthode de détermination expérimentale de la contrainte de ces structures.

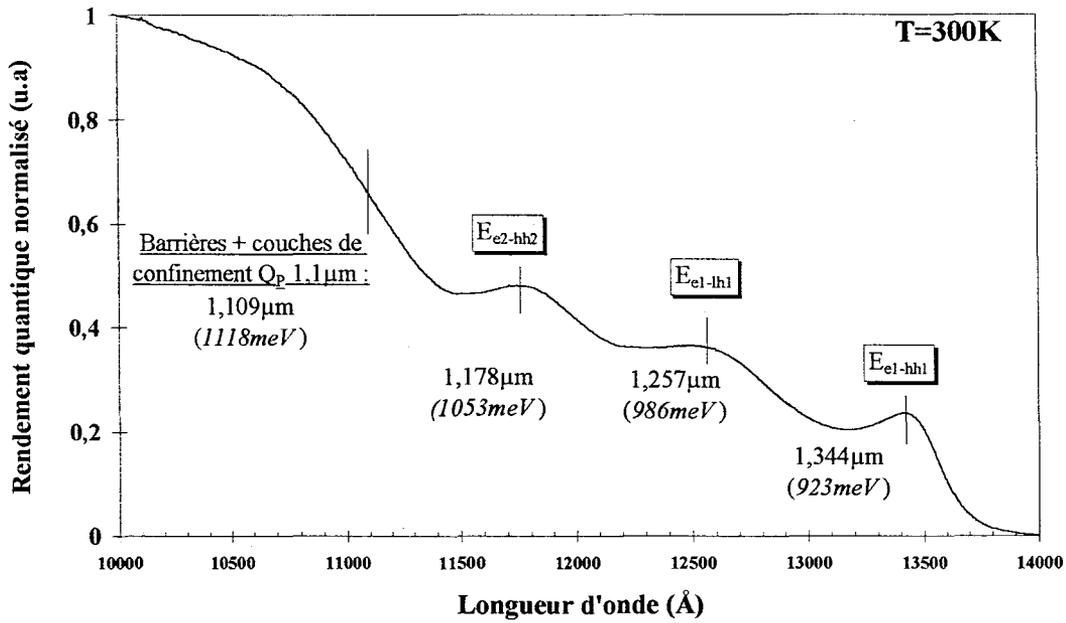


Figure IV-7 : Spectre de PCED à T=300K de la structure phosphorée de référence 190nm (G970103)

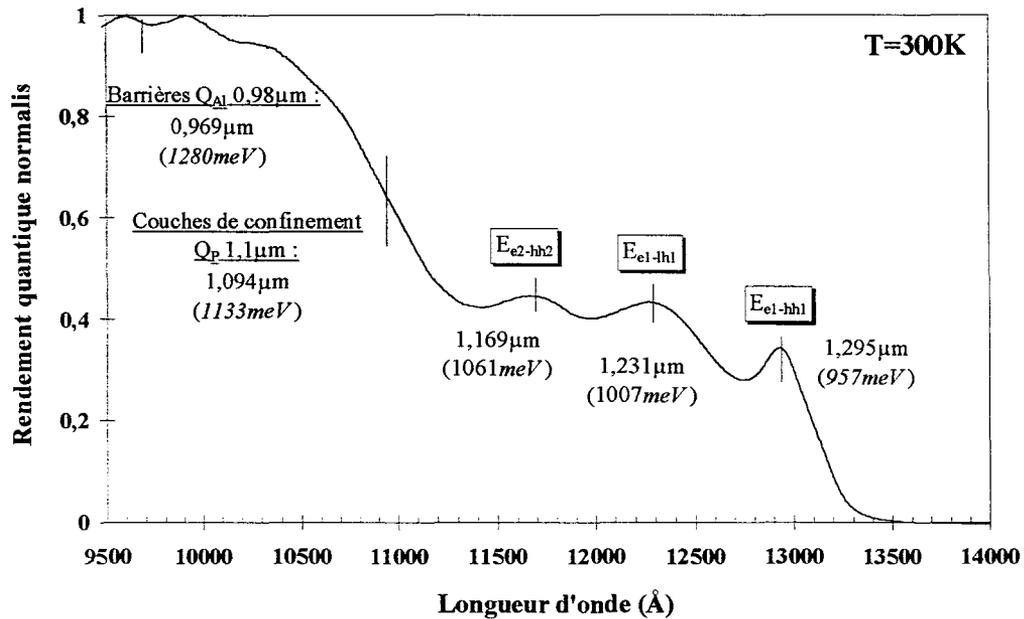


Figure IV-8 : Spectre de PCED à T=300K de la structure à barrières épaisses en Q_{Al} (G970104)

D'après les spectres de PCED des figures IV-7 et IV-8, les transitions fondamentales dans les puits sur les trous lourds E_{e1-hh1} et les trous légers E_{e1-th1} ainsi que celle sur le deuxième niveau de trous lourds E_{e2-hh2} sont observables. La transition relative au Q_P 1,1 μ m des couches de confinement et des barrières de la structure phosphorée se situe à 1,109 μ m. Les transitions

relatives aux couches de confinement en Q_P $1,1\mu\text{m}$ et aux barrières épaisses en Q_{Al} $0,98\mu\text{m}$ de la structure à barrières épaisses en Q_{Al} se situent respectivement à $1,095\mu\text{m}$ et $0,969\mu\text{m}$. Les longueurs d'onde expérimentales des matériaux de barrières et de couches de confinement sont donc proches de celles visées.

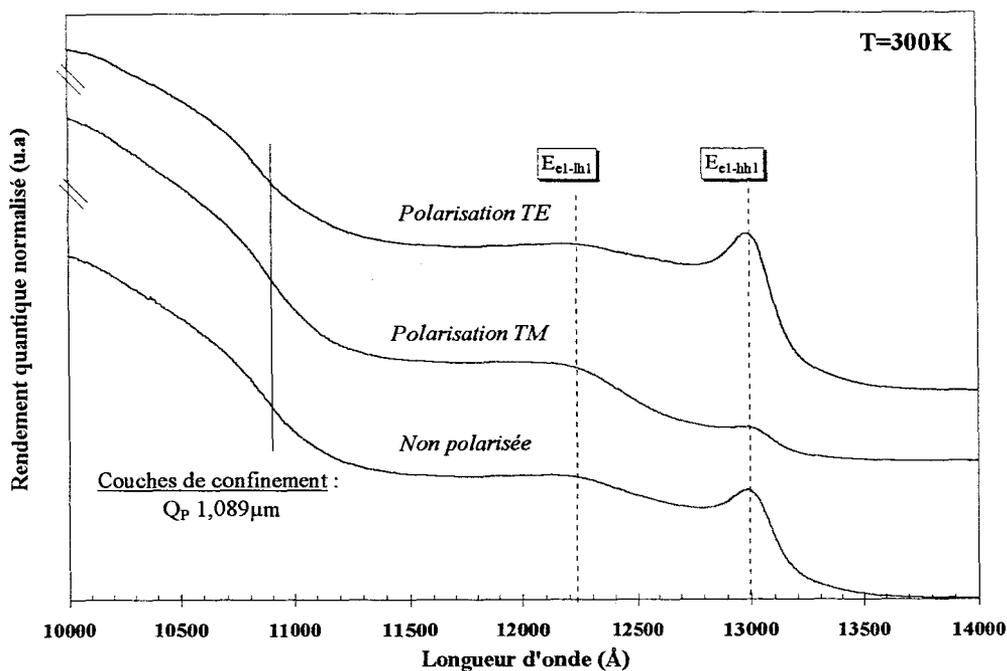


Figure IV-9 : Spectres de PCET à $T=300\text{K}$ du laser à barrières en AlInAs ($G970406$) selon la polarisation de la lumière : non polarisée, polarisation TM et TE

D'après la figure IV-9, nous observons bien que la transition fondamentale sur les trous lourds E_{el-hh1} est renforcée en polarisation TE alors qu'elle est atténuée en polarisation TM. Il est difficile ici d'observer les règles de sélection sur les transitions inférieures à 12000Å étant donné que le polariseur perd de son efficacité à ces longueurs d'onde.

Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier de manière plus approfondie les transitions fondamentales dans les puits de manière à obtenir, avec l'aide d'un programme de calcul de structure de bande dans le cadre de l'approximation de la fonction enveloppe, une évaluation expérimentale de la contrainte des puits. Les énergies de bande interdite et les discontinuités de bandes des matériaux d'une interface puits/barrière en quaternaires $\text{GaInAsP}/\text{AlGaInAs}$ étant connues avec trop peu de précision, nous nous limiterons, à partir du modèle, à faire coïncider l'écart d'énergie mesuré entre les transitions fondamentales sur trous lourds E_{el-hh1} et trous légers E_{el-lh1} .

3.1.2.2 Détermination expérimentale de la contrainte

Le but visé était d'obtenir une contrainte de +0,7% dans les puits. Les mesures de photoconductivité vont nous permettre de mesurer la contrainte obtenue. Celle-ci peut être déterminée à partir de l'écart expérimental entre les transitions fondamentales sur les trous lourds E_{e1-hh1} et les trous légers E_{e1-lh1} en s'appuyant sur un modèle de calcul de structure de bande. Pour cela, des informations complémentaires provenant des conditions expérimentales de caractérisation et de croissance de l'échantillon analysé sont nécessaires. L'un des premiers renseignements disponible est que l'échantillon analysé a été prélevé à plus de 1cm du centre du substrat épitaxié, ce qui entraîne une réduction de l'épaisseur du puits d'environ 10% par rapport à celles de la structure visée. Partant de cette épaisseur, nous avons ajusté la composition des puits de façon à ce que le modèle nous donne un écart trous lourds-trous légers (écart E_{e1-hh1}/E_{e1-lh1}) proche de celui mesuré. Par souci de simplicité, les épaisseurs et compositions visées des barrières, qui n'interviennent qu'au second ordre sur la position des niveaux fondamentaux, ont été conservées. Nous donnons dans le tableau IV-5, l'écart énergétique mesuré entre les transitions fondamentales sur les trous lourds et les trous légers. Celui-ci est comparé à la valeur calculée pour la structure visée, c'est-à-dire telle que la composition conduit à une contrainte de +0,7%. La colonne de droite de ce tableau donne la contrainte "expérimentale" obtenue à l'aide du modèle après avoir pris en compte la modification des paramètres du puits de la structure visée.

	Ecart ($E_{e1-hh1}-E_{e1-lh1}$) en meV		Contrainte "expérimentale" en %
	Expérience	Calculs structure visée (+0,7%)	
G970103 (référence 190nm)	63meV	67meV	+0,63%
G970104 (barrières en Q_{Al})	50meV	53meV	+0,69%
G970406 (barrières en T_{Al})	58meV	68meV	+0,55%

Tableau IV-5 : Contrainte "expérimentale" et écart énergétique mesuré et visé entre les transitions fondamentales sur les trous lourds E_{e1-hh1} et sur les trous légers E_{e1-lh1}

Les contraintes obtenues sur les structures de référence 190nm et celle à barrières épaisses en Q_{Al} sont assez proches de la valeur visée de +0,7%. Une plus grande différence a été relevée avec la structure à barrières compensées en T_{Al} .

3.1.3 Caractérisation P(I)

Les caractéristiques $P(I)$ des structures à différentes barrières aluminées et mixtes aluminophosphorées pour une longueur de cavité voisine de $300\mu\text{m}$ sont représentées figure IV-10 pour des températures de 20°C , 40°C , 60°C et 80°C . Seule la courbe concernant l'échantillon à barrières fines en Q_{Al} (G970102) n'y figure pas, la caractérisation ayant été réalisée par AAR qui dispose de la plaque entière.

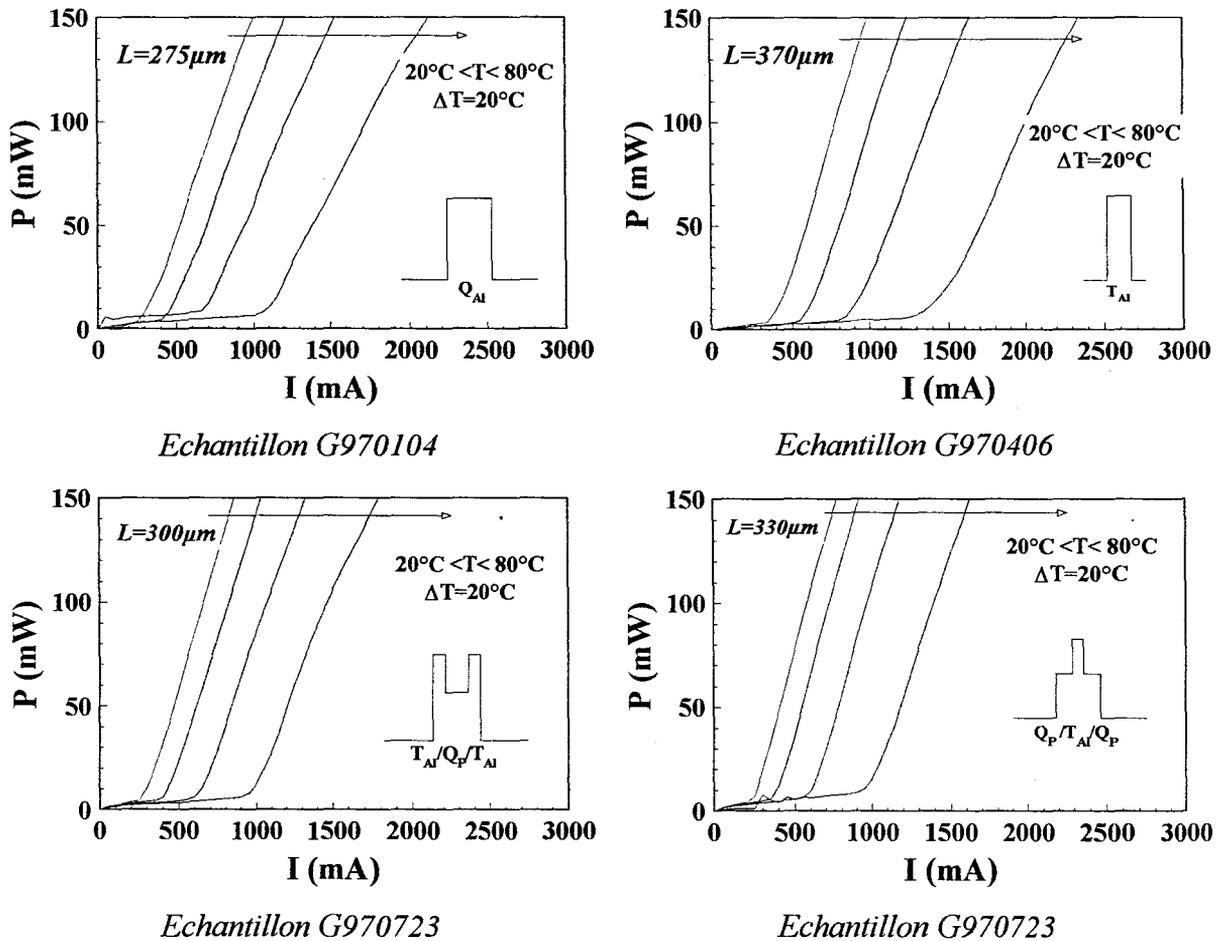


Figure IV-10 : Caractéristiques $P(I)$ à $L \approx 300\mu\text{m}$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsif de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

Les grandeurs issues des courbes $P(I)$ sont données dans le tableau IV-6 par les couples (J_{th}, R_c) à 20°C et à 80°C pour une longueur voisine de $300\mu\text{m}$. La structure à barrières fines en Q_{Al} (G970102) ayant été caractérisée par AAR, la comparaison avec les autres peut s'avérer plus délicate puisque les conditions expérimentales peuvent varier sensiblement. Les résultats des structures de référence sont rappelés dans le tableau IV-6 en fond gris, la référence 190nm

juste avant les structures à barrières aluminées et la 240nm avant celles à barrières mixtes alumino-phosphorées.

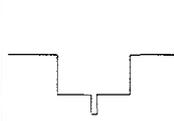
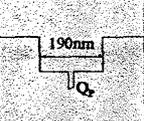
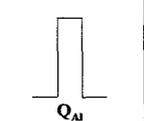
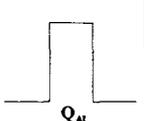
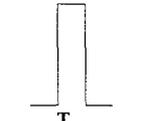
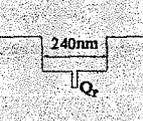
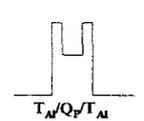
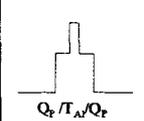
							
SCH Q_P	G970103 (190nm)	G970102 (190nm)	G970104 (190nm)	G970406 (190nm)	G980111 (240nm)	G970723 (240nm)	G970724 (240nm)
J_{th} (KA.cm ⁻²)	$L=310\mu\text{m}$	$L=300\mu\text{m}$	$L=275\mu\text{m}$	$L=370\mu\text{m}$	$L=280\mu\text{m}$	$L=300\mu\text{m}$	$L=330\mu\text{m}$
20°C	0,89	1,18	1,11	1,06	0,75	0,92	0,70
80°C	3,34	3,38	4,02	3,75	3,14	3,15	2,90
	$T_0=47K$	$T_0=57K$	$T_0=46K$	$T_0=47K$	$T_0=42K$	$T_0=49K$	$T_0=42K$
R_c (W/A)							
20°C	0,289	0,34	0,226	0,253	0,339	0,261	0,285
80°C	0,186	0,26	0,196	0,161	0,222	0,190	0,229
	↘ 36%	↘ 24%	↘ 14%	↘ 36%	↘ 34%	↘ 27%	↘ 20%

Tableau IV-6 : Caractéristiques statiques pour 20°C < T < 80°C des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1 μ s/500 μ s)

Malgré toutes les modifications envisagées au niveau des barrières (teneur en aluminium, épaisseurs différentes, emplacement de l'aluminium...), nous n'observons globalement pas de variation frappante du comportement du laser avec l'élévation de la température aussi bien au niveau des densités de courant de seuil J_{th} qu'au niveau du rendement de conversion R_c . Bien que ces variations soient peu sensibles, nous avons tenté de chercher une évolution de la densité de courant de seuil en fonction de l'épaisseur d'aluminium dans les barrières. Cette épaisseur a été convertie en une épaisseur prenant en compte le taux d'aluminium dans les alliages de ces barrières. Ainsi la barrière en ternaire AlInAs, où la proportion d'aluminium est la plus forte, conservera l'épaisseur réelle des barrières alors que celle présentant un taux plus faible d'aluminium aura une épaisseur fictive légèrement plus petite que celle réelle. La structure à barrière phosphorée sera représentée quant à elle par une épaisseur nulle. Cette évolution de J_{th} en fonction de cette épaisseur corrigée d'aluminium dans les barrières est représentée figure IV-11. Un petit encart, représentant le type de barrières considérées correspondant à l'épaisseur corrigée, est inséré dans ce graphe. Pour distinguer les différentes

épaisseurs de zone active, les structures dont l'épaisseur de zone active est de 190nm sont repérées par des points, et celles de 240nm par des étoiles.

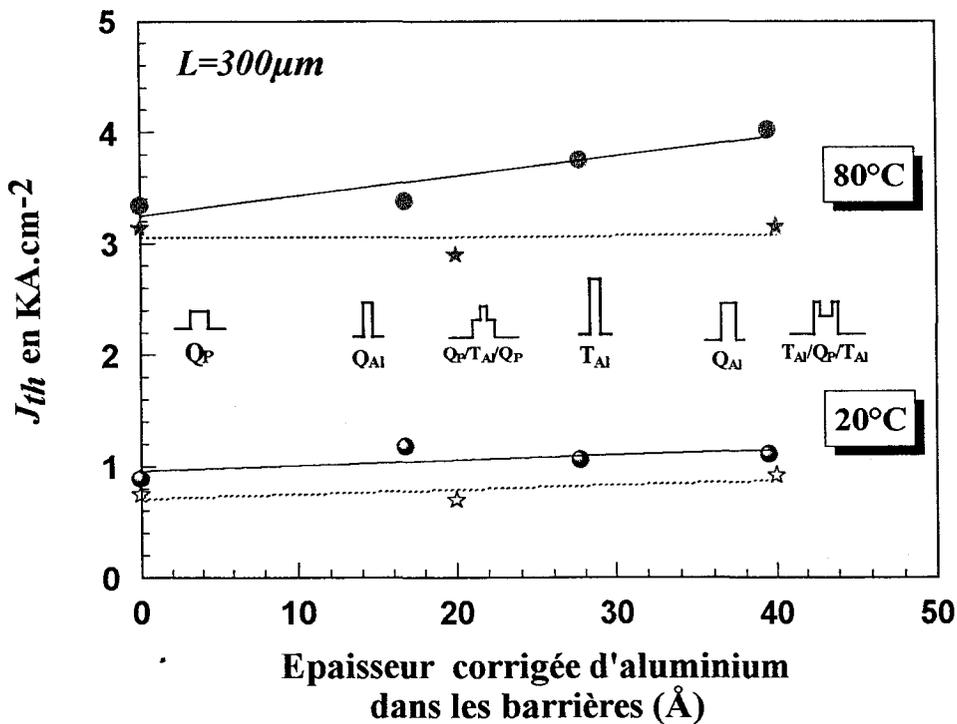


Figure IV-11 : Evolution de la densité de courant de seuil pour une longueur de 300µm en fonction de l'épaisseur corrigée d'aluminium (*les lignes ne sont données qu'à titre indicatif*)

- Structure d'épaisseur de zone active 190nm
- ☆ Structure d'épaisseur de zone active 240nm

La densité de courant de seuil pour une longueur de 300µm ne se dégrade pas de façon significative lorsque que l'on augmente l'épaisseur d'aluminium dans les barrières. Ceci semble moins vrai à 80°C qu'à 20°C : on note une tendance à l'augmentation des courants de seuil à 80°C lorsque l'épaisseur d'aluminium augmente pour les barrières aluminées, structures dont la zone active est de 190nm. Il peut paraître assez surprenant que ce soient les barrières aluminées qui présentent une sensibilité à la température plus élevée puisque a priori ce sont celles ayant une discontinuité de bande de conduction plus importante. Ceci semble aller à l'encontre de la démarche intuitive initialement proposée. Pour expliquer ce comportement, on peut émettre deux hypothèses :

- La première repose sur la simple remarque que les structures les plus sensibles à la température sont celles pour lesquelles la zone active est la plus mince : 190nm au lieu de 240nm, soit en d'autres termes, celles possédant un facteur de confinement plus faible.

Cependant, cette constatation semble secondaire puisque la modification de l'épaisseur de la zone active n'augmente pas la sensibilité à la température des structures phosphorées.

- La deuxième hypothèse qui semble la plus probable est relative à l'existence possible de centres non radiatifs qui apparaissent dès l'introduction de l'aluminium. Si l'on admet cette possibilité, il est clair que leur effet sera d'autant plus fort que la proportion d'aluminium dans le matériau de barrières est élevée. Dans ces conditions, une hausse de la température, à cause de l'agitation thermique, entraîne une délocalisation des porteurs des puits vers les barrières et augmente ainsi la probabilité de recombinaisons non radiatives et par conséquent, une dégradation sensible du courant de seuil avec la température. C'est ce que l'on constate figure IV-11 pour les structures à barrières aluminées dont l'épaisseur de zone active vaut 190nm. Cette hypothèse paraît confirmée par la comparaison des deux structures à barrières mixtes d'épaisseur de zone active de 240nm et plus précisément de l'emplacement de l'aluminium dans ces barrières : lorsque le phosphore encadre l'aluminium (*barrière BF*), le courant de seuil est plus faible que lorsque l'aluminium entoure le phosphore (*barrière résonante*). On peut penser que ceci est le résultat de la probabilité de présence non nulle des électrons à l'interface puits/barrières qui engendre une probabilité de piégeage des porteurs plus importante dès lors que ceux-ci sont en présence d'aluminium à cette interface.

L'utilisation d'aluminium dans les barrières sur une structure initialement à base de matériaux phosphorés pour renforcer le confinement des électrons au fond des puits ne semble pas très efficace. Une possibilité est que les barrières ne soient pas assez hautes ou pas assez larges pour prévenir de la fuite des porteurs au dessus des barrières et vers les couches de confinement, l'épaisseur maximale testée n'étant que de 54Å (sauf barrières mixtes). Nous avons donc décidé de jouer sur les couches de confinement de manière à réduire les possibilités de recombinaisons dans ces couches en introduisant dans les structures SCH des couches épaisses de blocage de porteurs puis des couches de confinement en aluminium.

3.2 Influence de la nature des couches de confinement de structures à confinement séparé (SCH)

L'objectif de cette deuxième partie est donc de limiter la fuite des porteurs vers les couches de confinement des structures laser de type SCH en agissant directement sur celles-ci. Plusieurs solutions ont été envisagées comme nous le verrons au fur et à mesure de ce paragraphe.

3.2.1 Insertion de couches de blocage des porteurs

3.2.1.1 Description des structures

Comme l'insertion de discontinuités de bande de conduction importantes ne semble pas renforcer le confinement des électrons au fond des puits de façon significative, nous avons décidé d'insérer dans la structure de référence 240nm une couche épaisse de blocage des électrons en bordure de la couche de confinement opposée à leur injection. La première structure ainsi réalisée présente donc une couche de blocage des électrons de 20nm d'AlInAs juste après la dernière barrière du côté de l'InP p^+ . Cette couche de blocage en AlInAs, beaucoup plus épaisse que les barrières extrêmes en T_{Al} ou en Q_{Al} utilisées précédemment, a pour rôle d'empêcher l'accumulation des électrons dans la couche de confinement opposée à leur injection mais n'empêche pas l'accumulation des paires électrons-trous dans l'autre couche de confinement où ils peuvent se recombiner aisément. Il faudrait, pour éviter ces recombinaisons parasites, empêcher les trous d'atteindre cette zone en introduisant une couche de blocage pour les trous. Nous avons choisi l'InP comme barrière pour les trous tout en sachant qu'elle n'est pas très favorable à l'injection des électrons. Une deuxième structure comprenant deux couches de blocage l'une en AlInAs pour les électrons et l'autre en InP d'épaisseur 10nm placée juste après la dernière barrière côté InP n^+ pour limiter la migration des trous a donc été réalisée.

Les deux structures, l'une avec une seule couche de blocage d'électrons (*G980112*) et l'autre avec simultanément une couche de blocage pour les électrons et les trous (*G980113*), sont représentées figure IV-12.

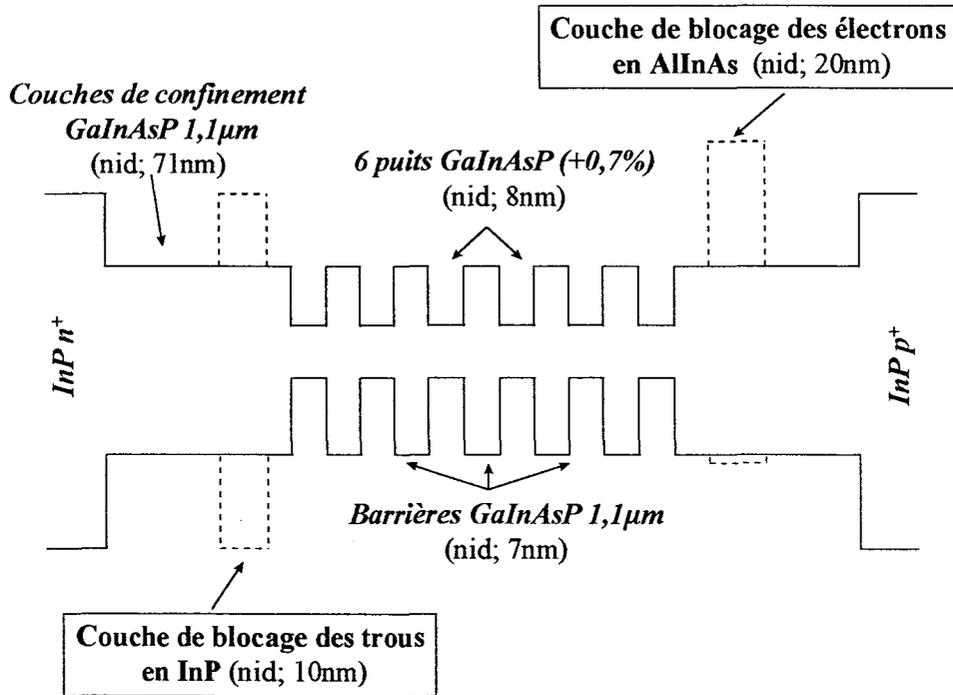


Figure IV-12 : Structures lasers avec :

- une seule couche de blocage des électrons (G980112)
- deux couches de blocage des électrons et de trous (G980113)

3.2.1.2 Caractérisation $P(I)$

Les courbes $P(I)$ pour des températures de 20°C, 40°C, 60°C et 80°C sont données figure IV-13 pour une longueur de cavité voisine de 300µm.

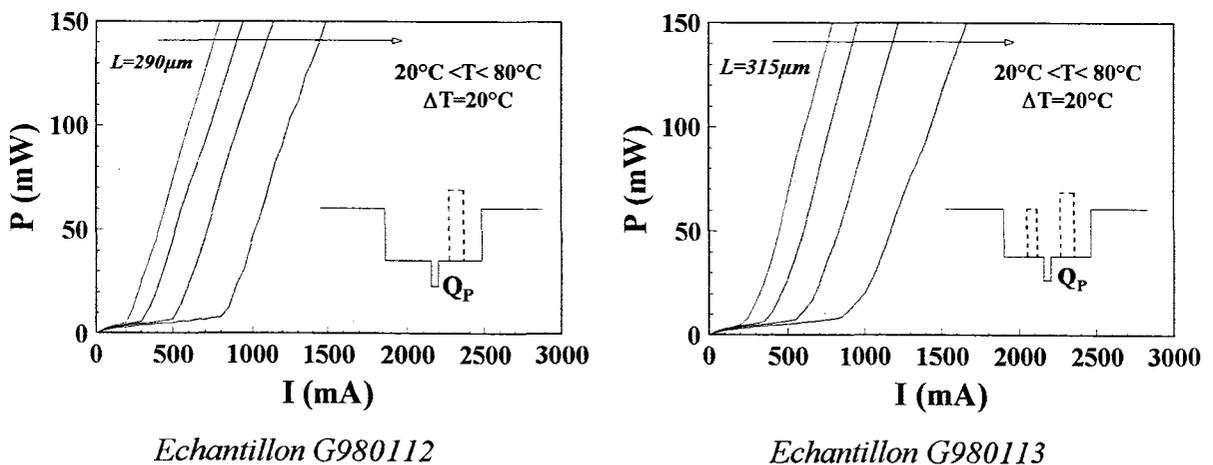


Figure 13 : Caractéristiques $P(I)$ à $L \approx 300\mu\text{m}$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1µs/500µs)

Les différentes caractéristiques statiques J_{th} et R_c à 20°C et à 80°C issues de ces $P(I)$ ainsi que leurs variations pour une longueur de cavité voisine de 300µm sont présentées dans le tableau IV-7.

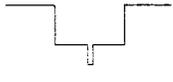
 SCH Q _P	Référence (240nm) <i>G980111</i>	Couche de blocage côté électrons <i>G980112</i>	Couches de blocage côté électrons et trous <i>G980113</i>
J_{th} (KA.cm ⁻²)	<u>$L=280\mu m$</u>	<u>$L=290\mu m$</u>	<u>$L=315\mu m$</u>
20°C	0,75	0,73	0,84
80°C	3,14	2,72	2,92
	$T_0=42K$	$T_0=45K$	$T_0=48K$
R_c (W/A)			
20°C	0,339	0,258	0,289
80°C	0,222	0,217	0,202
	↘ 34%	↘ 16%	↘ 30%

Tableau IV-7 : Caractéristiques statiques pour 20°C<T<80°C des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1µs/500µs)

L'insertion d'une ou de deux couches de blocage de porteurs en bordure de la couche de confinement ne semble pas avoir de grande influence sur le comportement en température de la densité de courant de seuil et du rendement de conversion. Ces caractéristiques J_{th} et R_c ainsi que leur sensibilité à la température sont du même ordre de grandeur que pour celles obtenues sur les meilleures structures précédentes à barrières aluminées et alumino-phosphorées. Ces résultats confirment ceux obtenus lors d'une étude menée par ailleurs en novembre 95 sur des structures lasers 1,5µm à rubans enterrés [6]. Ces auteurs montrent qu'en introduisant une couche de blocage de 500Å d'AlInAs du côté des électrons, le courant de seuil baisse de 12mA à 10mA pour une longueur de 400µm et aucune variation significative dans la valeur du T_0 n'a été observée (55K contre 61K pour une longueur de cavité de 400µm). Il semble cependant, d'après la littérature, que la fuite des porteurs vers les couches de confinement soit l'une des causes principales des faibles températures caractéristiques T_0 [7]. On peut penser que l'insertion d'une couche de blocage en AlInAs ne remplirait pas véritablement son rôle de blocage et laisserait passer une partie des électrons qui auraient tendance à rester piégés dans la couche de confinement du côté de l'InP p⁺ (effet de "réservoir à électrons"), ce qui favoriserait leurs recombinaisons avec les trous correspondants en bande de valence. On

aurait alors un effet inverse de celui désiré. En ce qui concerne l'injection des trous et l'effet de blocage par la couche épaisse d'InP, on peut penser que la plus faible mobilité de ces porteurs réduit leur tendance à passer dans la couche de confinement du côté de l'InP n^+ et donc que l'effet considéré serait moins marqué. L'idéal serait de supprimer cet effet de "réservoir à électrons". C'est pourquoi nous avons décidé d'utiliser la grande discontinuité en bande de conduction du Q_{Al} dans les couches de confinement.

3.2.2 Utilisation de couches de confinement en AlGaInAs

3.2.2.1 Description des structures

La composition du Q_{Al} utilisé dans les couches de confinement a été choisie de telle façon qu'il présente une interface de type II avec les couches supérieures en InP, évitant ainsi l'effet de "réservoir à électrons" dans ces dernières comme c'est le cas avec des couches de confinement en GaInAsP. Les barrières ont été réalisées dans le même matériau aluminé que celui des couches de confinement soit en $Q_{Al}1,1\mu$ m. Le matériau de puits sera un Q_P identique à celui utilisé dans les structures précédentes et de référence. Dans ces conditions, nous arrivons à une structure mixte alumino-phosphorée n'ayant quasiment que des matériaux aluminés, sauf pour les puits en Q_P . Dans notre perspective d'évaluer l'importance de l'effet de l'aluminium, il nous a semblé opportun d'étudier également une structure tout aluminium pour laquelle le matériau des puits quantiques est aussi fabriqué en Q_{Al} . Les puits en Q_P sont contraints à +0,7% comme ceux de toutes les structures étudiées jusqu'alors alors que ceux en Q_{Al} sont légèrement plus contraints à +1%, de manière à obtenir une émission laser à 1,3 μ m.

Ces deux structures, se différenciant uniquement par la nature des puits, sont décrites figure IV-14.

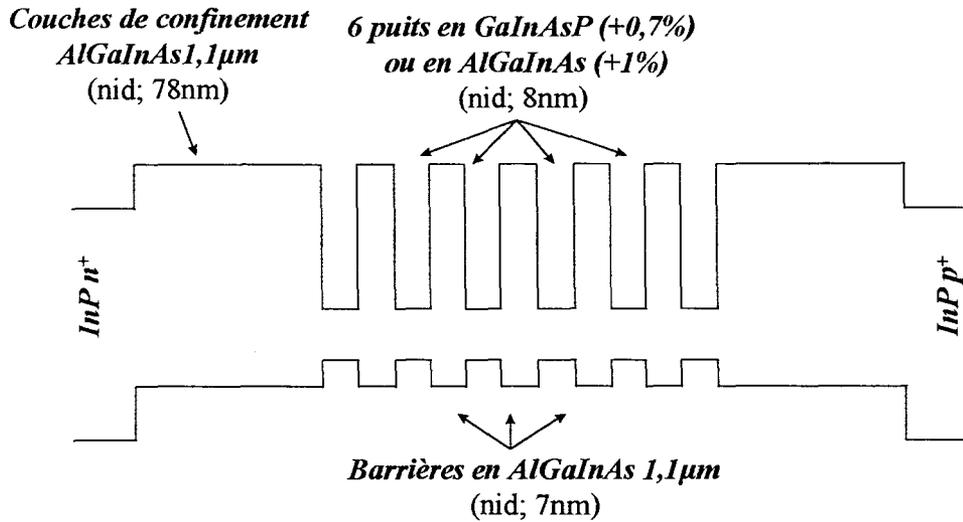


Figure IV-14 : Structures à couches de confinement en AlGaInAs et à puits contraints :

- en GaInAsP contraint à + 0,7% (G980207)
- en AlGaInAs contraint à +1% (G980209)

3.2.2.2 Caractérisation $P(I)$

Les courbes $P(I)$ obtenues pour une longueur de cavité voisine de $300\mu\text{m}$ sur les structures avec des couches de confinement en Q_{Al} pour une température comprise entre 20°C et 80°C sont représentées figure IV-15.

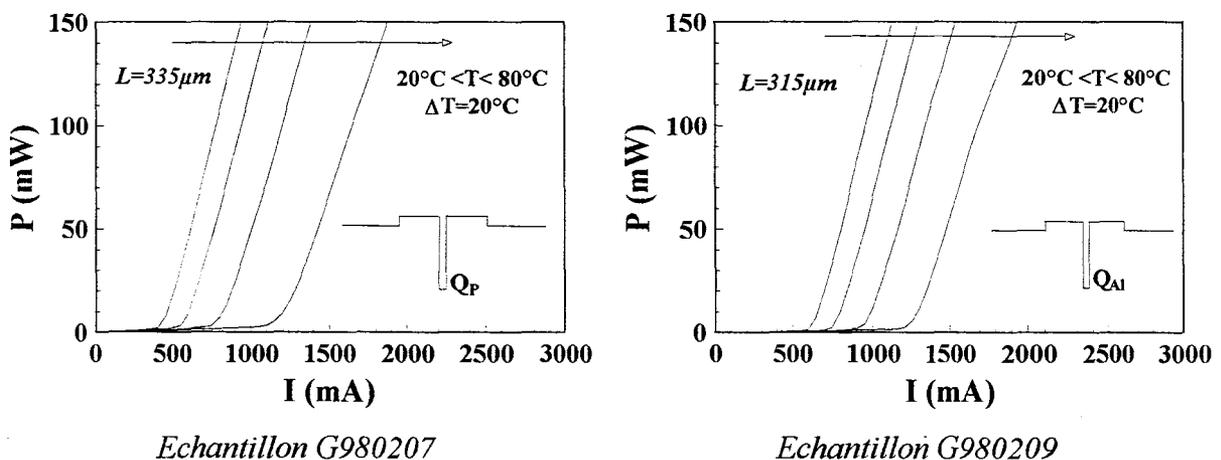


Figure IV-15 : Caractéristiques $P(I)$ à $L \approx 300\mu\text{m}$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

Les différents résultats statiques obtenus entre 20°C et 80°C sont donnés dans le tableau IV-8 pour une longueur de cavité typique de $300\mu\text{m}$.

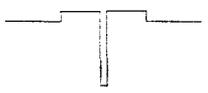
 SCH Q _{Al}	Référence (240nm) G980111	Puits GaInAsP (240nm) G980207	Puits AlGaInAs (240nm) G980209
J_{th} (KA.cm ⁻²)	<u>L=280μm</u>	<u>L=335μm</u>	<u>L=315μm</u>
20°C	0,75	1,33	2,03
80°C	3,14	3,57	3,96
	T₀=42K	T₀=61K	T₀=99K
R_c (W/A)			
20°C	0,339	0,301	0,310
80°C	0,222	0,220	0,221
	↘ 34%	↘ 27%	↘ 29%

Tableau IV-8 : Caractéristiques statiques pour 20°C < T < 80°C des lasers à large contact en régime impulsif de courant (0,1 μ s/500 μ s)

Afin de mieux comparer le comportement en température des caractéristiques de ces trois structures, nous avons également représenté figure IV-16 chaque valeur de la densité de courant de seuil et du rendement conversion à 20°C et à 80°C. Dans un souci de simplicité, ces trois échantillons porteront le surnom de la filière dont ils sont issus, à savoir :

- pour la filière phosphorée, l'échantillon de référence est dit "tout phosphore" (G980111) ou "P" (figure IV-4: puits, barrières et couches de confinement en Q_P).
- pour la filière aluminée, l'échantillon G980207 (figure IV-14 : puits, barrières et couches de confinement en Q_{Al}) est dit "tout aluminium" ou Al.
- pour la filière mixte alumino-phosphorée, l'échantillon G980209 (figure IV-14 : puits en Q_P dans des barrières en Q_{Al} et avec des couches de confinement en Q_{Al}) est surnommé "mixte alumino-phosphoré" ou P&Al.

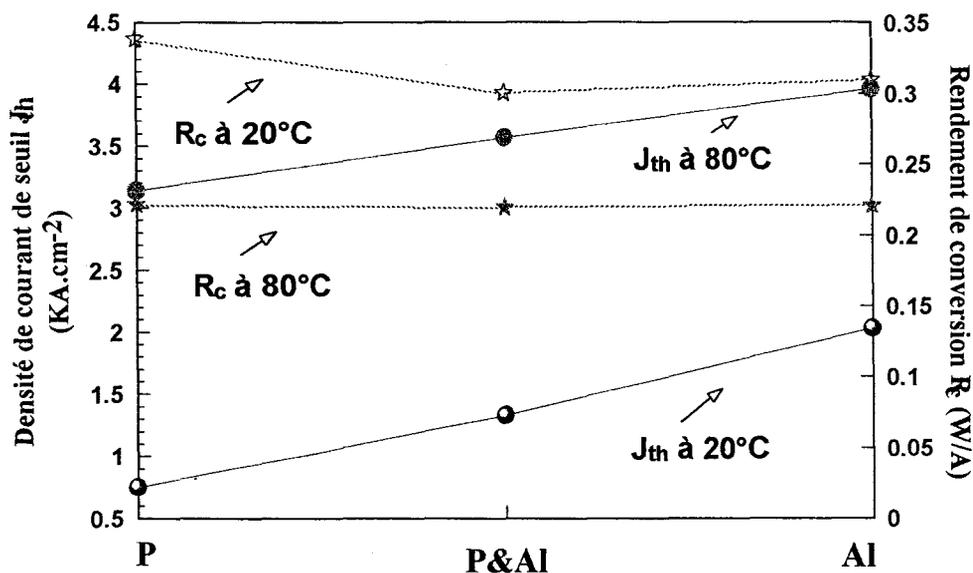


Figure IV-16 : J_{th} (symbole ●) et R_c (symbole ☆) à 20°C et à 80°C pour une longueur de 300 μ m de la structure (les points ont été reliés entre eux à titre indicatif) :

- "tout phosphore" (P: G980111)
- "mixte alumino-phosphorée" (P&Al: G980207)
- "tout aluminium" (Al: G980209)

Il apparaît que la densité de courant de seuil est de moins en moins sensible à la température lorsque l'on passe de la structure phosphorée (P) à celle aluminée (Al). Les températures caractéristiques T_0 varient de 42K à 100K. En contre-partie, les valeurs du courant de seuil à 20°C et à 80°C augmentent avec l'apport de composés aluminés dans la zone active de la structure, ce phénomène étant plus marqué à 20°C. Ces résultats concernant l'évolution de J_{th} et de T_0 entre la structure "tout phosphore" et celle "tout aluminium" sont en accord avec ceux de la littérature. En effet, les structures "tout aluminium" sont réputées pour leur importante température caractéristique T_0 de l'ordre de 100K [8-9] par rapport à la forte sensibilité des structures phosphorées (T_0 proche de 50K) mais elles présentent généralement des courants de seuil beaucoup plus importants que ceux des structures phosphorées [10]. Cet aspect semble confirmer l'existence de centres non radiatifs présents à cause de l'aluminium qui a déjà été évoquée à l'occasion des structures à barrières aluminées. Nous y reviendrons plus en détail dans la quatrième partie de ce chapitre consacrée à l'analyse des résultats. La structure mixte alumino-phosphorée présente des performances intermédiaires. A notre connaissance, un seul article paru en juin 97 a étudié une telle structure alumino-phosphorée 1,3 μ m composée d'un GRINSCH et de barrières aluminées dans 7 puits en InAsP contraints à +1,4%. Les performances obtenues sur cette structure de la littérature, réalisée par GSMBE et fabriquée en

laser à large contact, sont comparables en terme de J_{th} à ceux obtenus sur notre structure mixte alumino-phosphorée. Par contre, des T_0 plus élevés ont été relevés sur la structure GRINSCH de la littérature. Ceci peut s'expliquer par la présence du GRINSCH et par la plus forte contrainte dans les puits. Les résultats comparés sont donnés dans le tableau IV-9.

Structure mixte GRINSCH de la littérature (7QW; 1,4%) [11]	Structure SCH mixte (G980207) (6QW; 0,7%)
$L=520\mu\text{m}$, $T=20^\circ\text{C}$ $J_{th}=1,10 \text{ KA.cm}^{-2}$	$L=625\mu\text{m}$, $T=20^\circ\text{C}$ $J_{th}=0,99 \text{ KA.cm}^{-2}$
$T_0=116\text{K}$ pour $25^\circ\text{C}<T<85^\circ\text{C}$	$T_0=73\text{K}$ pour $20^\circ\text{C}<T<80^\circ\text{C}$

Tableau IV-9 : Comparaison des performances de la structure SCH mixte alumino-phosphorée (G980207) avec la seule structure GRINSCH mixte alumino-phosphorée de la littérature

D'après la figure IV-16, le rendement de conversion semble beaucoup moins sensible que le courant de seuil à l'apport de composés aluminés dans la zone active de la structure laser. En effet, mis à part un R_c plus élevé à 20°C pour la structure phosphorée, les trois structures présentent un rendement de conversion identique de 0,22W/A à 80°C .

Etant donné les résultats encourageants obtenus sur la structure mixte alumino-phosphorée, nous avons décidé de substituer les couches de confinement dans les structures SCH alumino-phosphorées par une couche à variation d'indice graduelle (structures GRINSCH). L'idée de base est d'essayer, par la variation graduelle de l'énergie de bande interdite dans les couches de confinement, d'éviter la stagnation des porteurs en les forçant à retomber dans les puits comme le montre la figure IV-17.

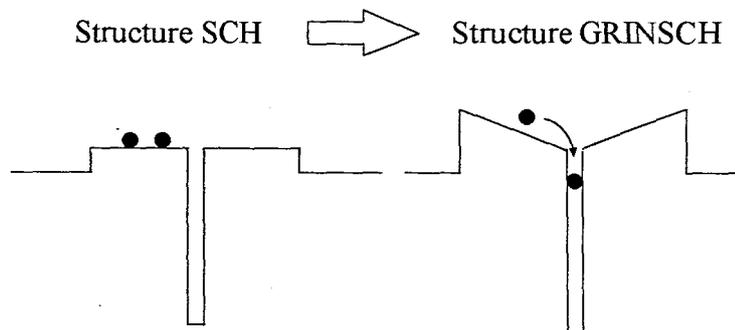


Figure IV-17 : Intérêt d'une structure GRINSCH par rapport à une SCH

3.3 Utilisation de structures GRINSCH

Dans cette dernière partie sur l'étude du comportement en température des structures laser, nous avons utilisé des structures à couches de confinement à variation d'indice graduel ou GRINSCH (Graded Index Separated Confinement Heterostructure). Nous avons substitué les couches de confinement en Q_{Al} de la structure de type SCH par des couches GRINSCH à base de Q_{Al} pour empêcher la stagnation des porteurs dans ces dernières. L'utilisation de GRINSCH en Q_{Al} , dont l'élaboration est facilitée par la présence d'un seul élément V par rapport au Q_P , est quasiment toujours utilisée dans les structures "tout aluminium" de la littérature alors que, pour la filière GaInAsP/InP, il n'existe quasiment que des structures SCH. A l'heure actuelle, certains chercheurs commencent à élaborer des GRINSCH en Q_P par épitaxie par jets moléculaire sources solides (SSMBE) [12].

3.3.1 Description des structures

Avant de réaliser les structures GRINSCH, l'épaisseur du GRINSCH a été optimisée de manière à avoir un facteur de confinement optique le plus proche possible de celui des structures précédentes de type SCH [13]. Nous allons donc tout d'abord présenter cette optimisation du facteur de confinement optique avant de présenter les épitaxies réalisées.

3.3.1.1 Optimisation du facteur de confinement optique

L'épaisseur de la couche de confinement à variation graduelle d'indice des structures laser dites GRINSCH a été optimisée de manière à obtenir un facteur de confinement le plus proche possible du laser "équivalent" en SCH. Cette structure SCH "équivalente" correspond à l'échantillon G980207 de l'étude précédente (6 puits en quaternaire Phosphore Q_P contraint à +0,7%, de 7 barrières en quaternaire AlGaInAs Q_{Al} 1,1 μ m et une couche de confinement en Q_{Al} 1,1 μ m, c'est-à-dire la structure nommée mixte alumino-phosphorée) et est représentée figure IV-14. Dans la structure GRINSCH, calquée sur la structure SCH alumino-phosphorée, la couche à gradient d'indice part de l'AlInAs (0,86 μ m) vers l'AlGaInAs 1,1 μ m qui constitue le matériau des barrières comme l'indique la figure IV-18.

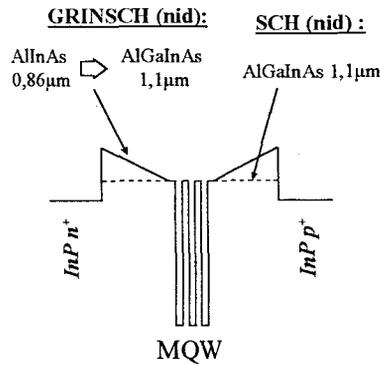
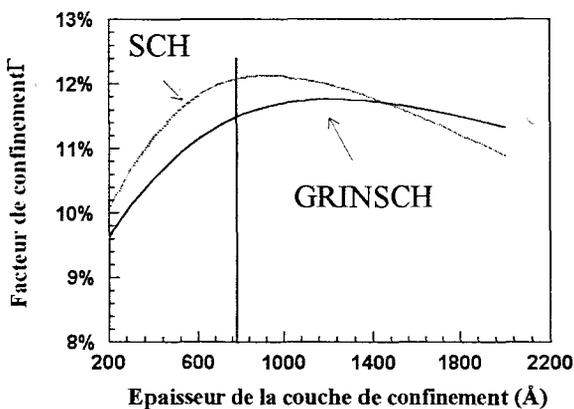
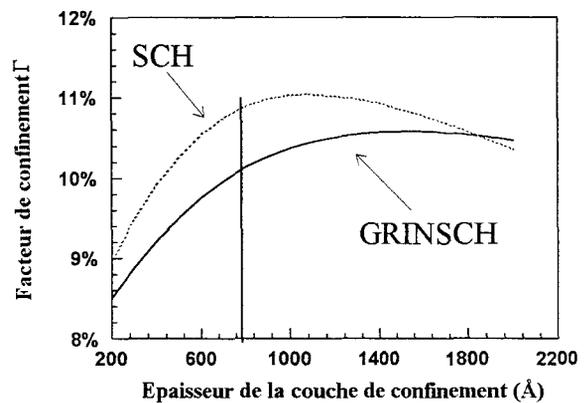


Figure IV-18 : Schématisation simplifiée du diagramme de bande des structures SCH et GRINSCH "équivalentes"

La comparaison de l'évolution du facteur de confinement Γ en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement pour les deux types de structures SCH et GRINSCH "équivalentes" est reportée figure IV-19. Pour décrire cette évolution de Γ , deux modèles, permettant d'évaluer l'indice du quaternaire AlGaInAs, ont été utilisés : le modèle de Nojima et Asahi (cf. figure IV-19a) et le modèle de Mondry (cf. figure IV-19b) décrits au chapitre II. Les profils d'indice utilisés sont précisés sous chaque évolution du facteur de confinement. Compte tenu de la symétrie de la structure par rapport à la zone MPQ, nous n'avons représenté que la partie supérieure des profils d'indice partant de l'InP p^+ à la zone MPQ.



(a) Modèle de Nojima



(b) Modèle de Mondry

Profils d'indice :

2,5 μ m d'InP (3,2)
GRINSCH 0,86 μ m (3,30) à 1,1 μ m (3,42) ou SCH Q_{Al} 1,1 μ m (3,42)
6 puits 80Å $Q_P +0,7\%$ (3,50) 7 barrières 70Å (3,42)

2,5 μ m d'InP (3,2)
GRINSCH 0,86 μ m (3,25) à 1,1 μ m (3,36) ou SCH Q_{Al} 1,1 μ m (3,36)
6 puits 80Å $Q_P +0,7\%$ (3,50) 7 barrières 70Å (3,36)

Figure IV-19 : Evolution du facteur de confinement optique Γ en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement selon deux évaluations de profils d'indice : modèle de Nojima et Asahi (a) et de Mondry (b).

On constate, d'après la figure IV-19(a) et IV-19(b), que pour une épaisseur de 78nm en structure SCH (*échantillon G980207 "équivalent"*), le facteur de confinement obtenu ne peut être atteint avec une structure GRINSCH et ceci quel que soit le modèle d'indice choisi. Nous avons donc décidé d'étudier deux structures : l'une avec une épaisseur quasiment identique (80nm) et une autre avec une épaisseur correspondant approximativement à un Γ maximal (120nm).

L'utilisation de GRINSCH en matériau non intentionnellement dopé (*nid*) dans les couches de confinement pose le problème de l'injection des électrons à l'interface InP/InAlAs côté substrat. Plusieurs solutions peuvent être envisagées dont la plus satisfaisante mais aussi la plus sophistiquée serait l'épitaxie d'une couche à composition graduelle juste avant le GRINSCH. Nous avons choisi ici de réaliser une hétérojonction en AlInAs fortement dopée ($n, 2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) pour écranter le saut de potentiel. Cette structure GRINSCH est représentée schématiquement figure IV-20.

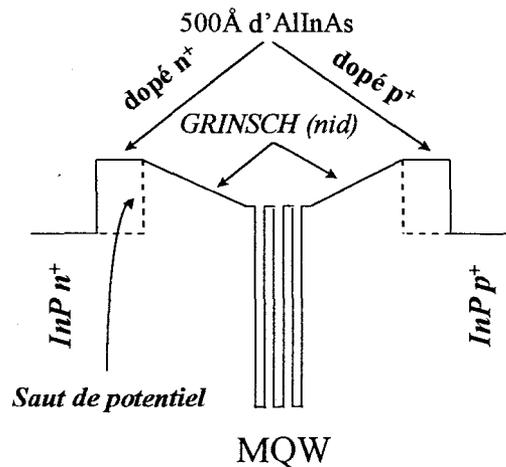


Figure IV-20 : Passage du saut de potentiel à l'interface AlInAs/InP par une zone dopée de 50nm d'AlInAs de part et d'autre du GRINSCH (nid)

Il a donc été nécessaire de modéliser le facteur de confinement optique compte tenu de ces couches d'AlInAs supplémentaires de 500Å de part et d'autre du GRINSCH. Le modèle de Mondry a été adopté pour cette étude. Le facteur de confinement pour cette nouvelle structure est comparé à celui du GRINSCH classique sans couche d'AlInAs et de la SCH "équivalente" avec des couches de confinement en $Q_{Al}1,1\mu\text{m}$. L'évolution du facteur de confinement en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement pour ces différents cas est représentée figure IV-21.

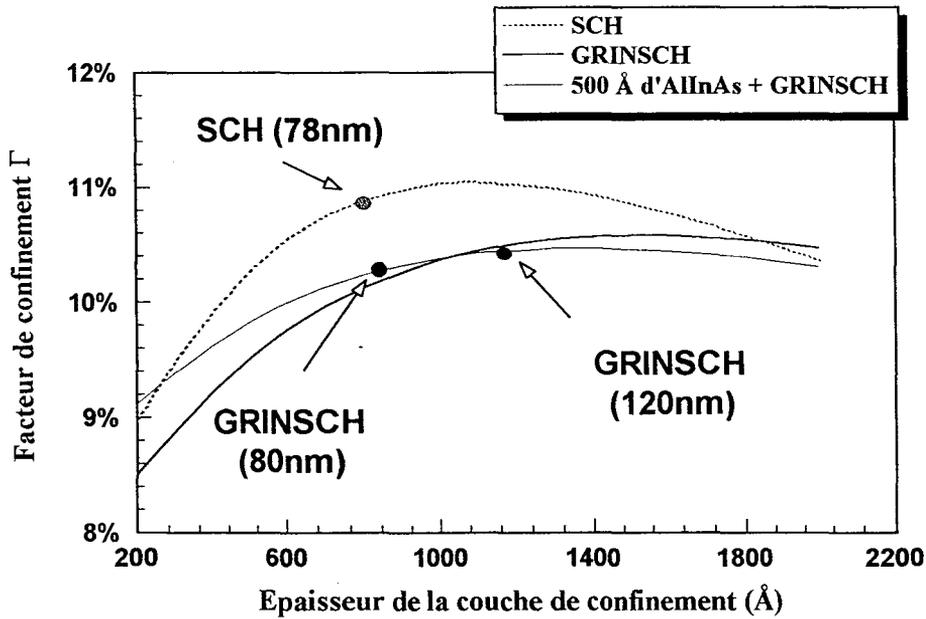


Figure IV-21 : Evolution du facteur de confinement Γ en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement pour différents types de confinement : SCH, GRINSCH, GRINSCH suivi de 500Å d'AlInAs

On constate que pour une épaisseur de GRINSCH de 80nm ou de 120nm, le facteur de confinement ne varie quasiment pas que l'on rajoute ou non 50nm d'AlInAs de part et d'autre du GRINSCH. Seule la SCH présente toujours un facteur confinement optique supérieur.

3.3.1.2 Diagramme de bande des structures GRINSCH

Suite à l'optimisation du facteur de confinement optique, nous avons décidé d'épitaxier deux structures avec deux épaisseurs de GRINSCH de 80nm et 120nm. Une couche de 50nm d'AlInAs a été insérée juste avant le GRINSCH. La couche de confinement à variation graduelle d'indice part du matériau AlInAs ($0,86\mu\text{m}$) au matériau AlGaInAs ($1,1\mu\text{m}$). Deux types de puits, l'un en Q_P contraint à +0,7% et l'autre en Q_{Al} contraint à +1% permettant d'exploiter respectivement les filières mixte alumino-phosphorées et aluminée, ont été réalisés. Au total quatre structures GRINSCH, dont le diagramme de bande est présenté figure IV-22, ont donc été épitaxiées.

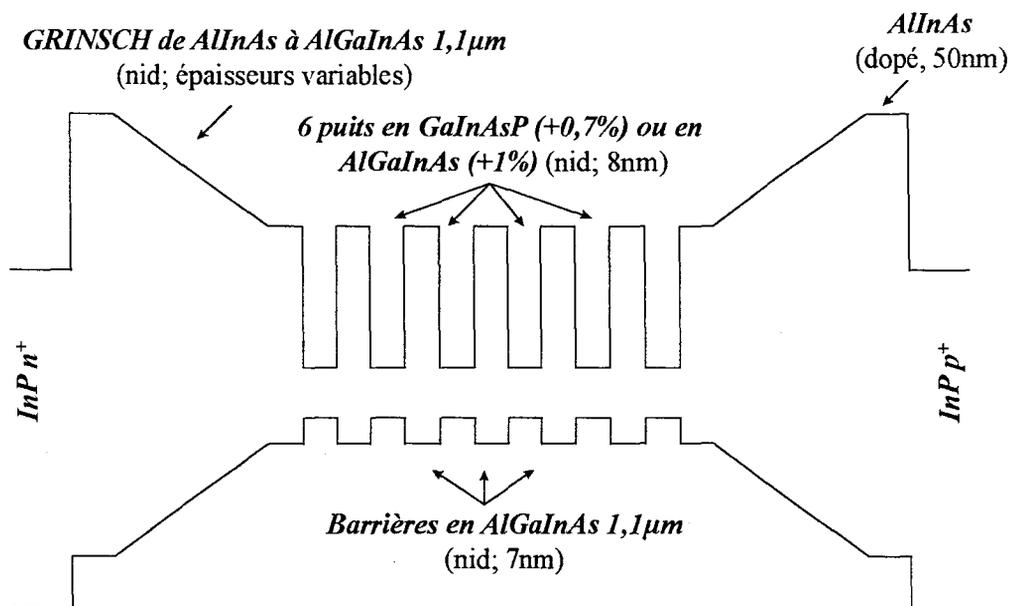
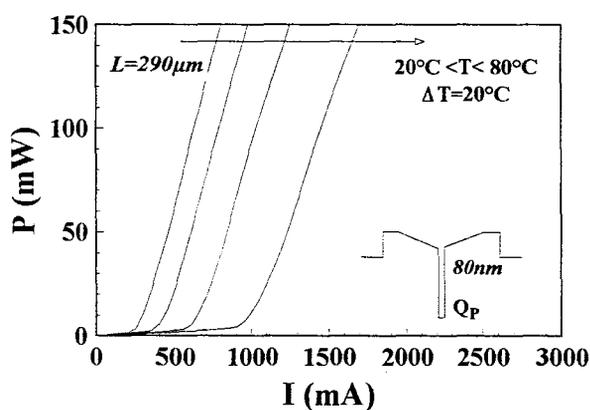


Figure IV-22 : Structures laser GRIN SCH avec des puits contraints :

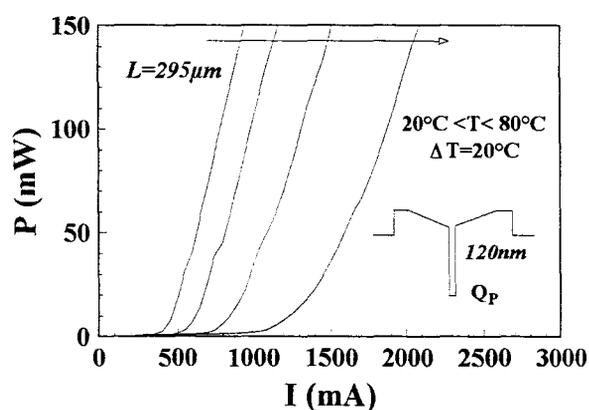
- en GaInAsP à +0,7% d'épaisseur de GRIN SCH 80nm (G980508) et 120nm (G980617)
- en AlGaInAs à +1% d'épaisseur de GRIN SCH 80nm (G980509) et 120nm (G980510)

3.3.2 Caractérisation P(I)

Les caractéristiques $P(I)$ pour une longueur de cavité d'environ 300 μ m et pour une gamme de température comprise entre 20°C et 80°C sont données figure IV-23.



Echantillon G980509



Echantillon G980617

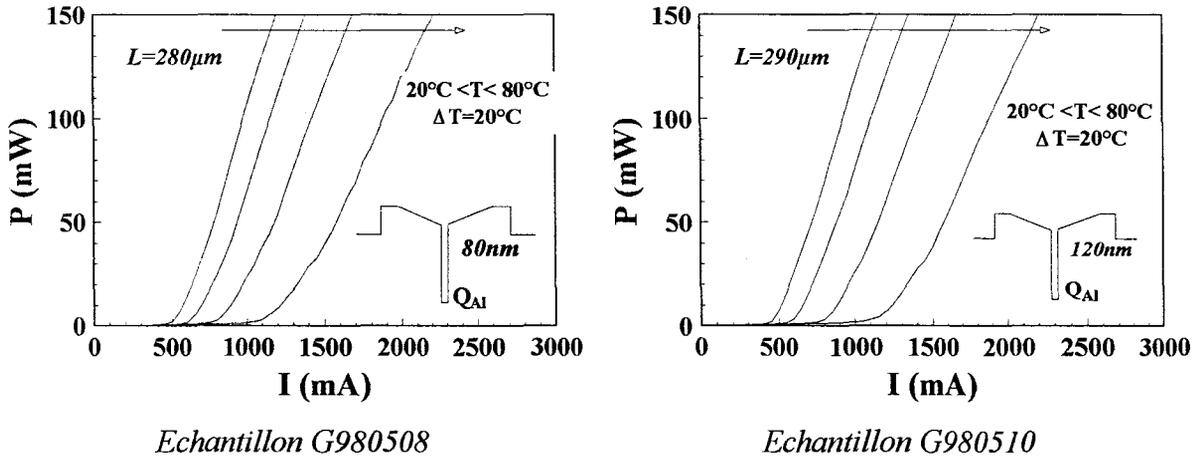


Figure IV-23 : Caractéristiques $P(I)$ à $L \approx 300\mu\text{m}$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

Les différents résultats issus des caractérisations $P(I)$ à une température de 20°C et 80°C sont rassemblés dans le tableau IV-10 pour une longueur de cavité voisine de $300\mu\text{m}$. Contrairement aux précédents résultats, nous rappellerons sur fond gris les résultats obtenus sur les structures SCH équivalentes mixte alumino-phosphorées (échantillon G980207) et tout aluminium (échantillon G980209) qui ont fait l'objet de l'étude du paragraphe précédent.

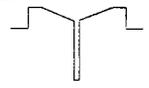
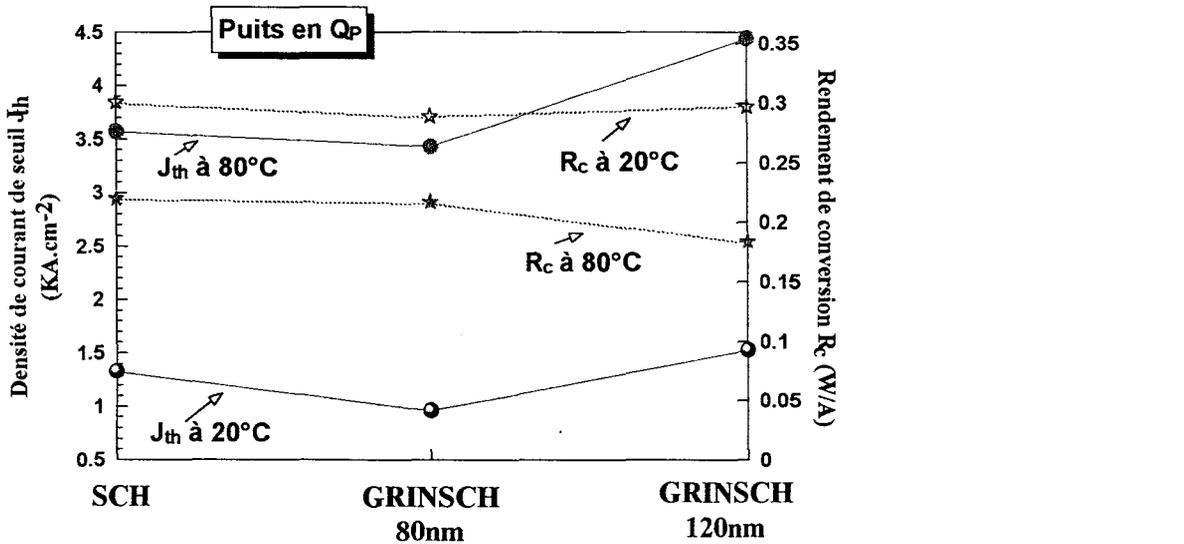
 GRINSCH QAl	Puits GaInAsP			Puits AlGaInAs		
	SCH en QAl "équivalente" (G980207)	GRINSCH 80nm (G980509)	GRINSCH 120nm (G980617)	SCH en QAl "équivalente" (G980209)	GRINSCH 80nm (G980508)	GRINSCH 120nm (G980510)
J_{th} (KA.cm ⁻²)	$L=335\mu\text{m}$	$L=290\mu\text{m}$	$L=295\mu\text{m}$	$L=315\mu\text{m}$	$L=280\mu\text{m}$	$L=290\mu\text{m}$
20°C	1,33	0,96	1,53	2,03	2,01	1,55
80°C	3,57	3,43	4,44	3,96	4,47	4,14
	$T_0=61K$	$T_0=47K$	$T_0=57K$	$T_0=99K$	$T_0=76K$	$T_0=65K$
R_c (W/A)						
20°C	0,301	0,289	0,297	0,310	0,238	0,231
80°C	0,220	0,217	0,184	0,221	0,158	0,158
	↘ 27%	↘ 25%	↘ 38%	↘ 29%	↘ 34%	↘ 32%

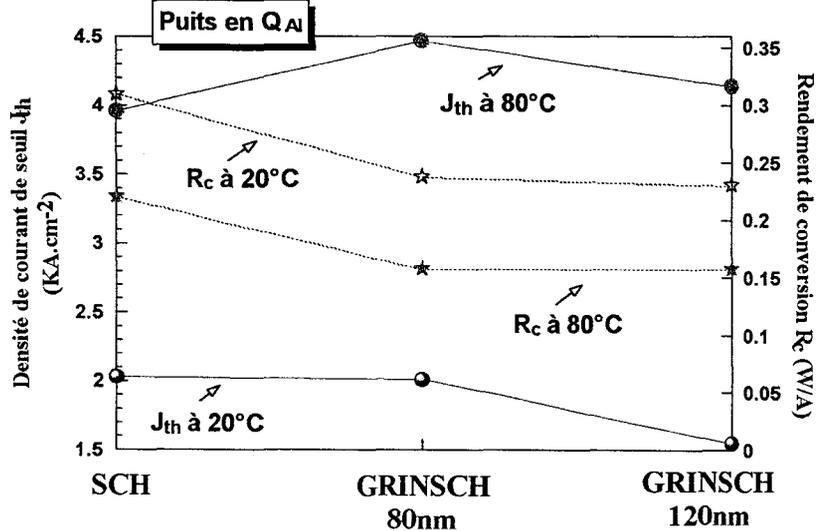
Tableau IV-10 : Caractéristiques statiques pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

Pour comparer ces différentes structures, les valeurs des densités de courant de seuil et des rendements de conversion à 20°C et à 80°C des structures présentant des puits en Q_P

(G980207 ou SCH, G980509 ou GRINSCH 80nm, G980617 ou GRINSCH 120nm) et des puits en Q_{Al} (G980209 ou SCH, G980508 ou GRINSCH 80nm, G980510 ou GRINSCH 120nm) sont représentées respectivement figures IV-24a et IV-24b.



(a) Puits en Q_P



(b) Puits en Q_{Al}

Figure IV-24 : Densité de courant de seuil J_{th} et rendement de conversion R_c à 20°C et à 80°C des structures SCH, GRINSCH d'épaisseur 80nm et 120nm avec soit des puits en Q_P (a) ou en Q_{Al} (b)

On s'aperçoit que les valeurs de la densité de courant de seuil à 20°C et à 80°C sont assez sensibles à l'épaisseur du GRINSCH que ce soit pour la structure à puits en Q_{Al} ou en Q_P . Dans la structure GRINSCH avec des puits en Q_{Al} , une augmentation de l'épaisseur du GRINSCH entraîne une diminution des densités de courant à 20°C et à 80°C alors qu'elle produit l'effet

inverse dans la structure GRINSCH avec des puits en Q_P . Comment peut on interpréter cet effet a priori contradictoire? Lorsque l'on augmente l'épaisseur du GRINSCH, le facteur de confinement de la structure augmente légèrement (2% dans le cas de puits en Q_P), ce qui va dans le sens d'une baisse du courant de seuil. Cependant, cette faible augmentation du facteur de confinement semble avoir un effet bénéfique secondaire sur le courant de seuil comparativement à l'apport supplémentaire, dans l'hypothèse de leur existence, de centres non radiatifs dans les couches de confinement aluminées de 120nm d'épaisseur. L'apparition de ces centres non radiatifs dus à l'aluminium expliquerait ainsi l'augmentation du courant de seuil dès lors que l'on augmente la quantité de composés aluminés dans la zone active. Cette analyse explique donc l'augmentation du courant de seuil dans la structure à puits en Q_P mais ne permet pas d'expliquer l'effet inverse observé dans la structure à puits en Q_{Al} . La seule solution envisageable, expliquant la diminution du courant de seuil dans cette structure à puits en Q_{Al} avec l'augmentation de l'épaisseur du GRINSCH, peut provenir d'une différence de qualité du matériau aluminé de puits qui est très sensible aux conditions de croissance.

En terme de rendement de conversion, les structures GRINSCH à puits en Q_P présentent en moyenne des rendements plus forts que à celles avec des puits en Q_{Al} . Comparativement aux structures SCH, peu de changements ont été relevés dans les structures GRINSCH à puits en Q_P alors que l'on observe une chute du R_c pour les structures GRINSCH à puits en Q_{Al} qui pourrait s'expliquer par une différence de la qualité du matériau de puits qui est très sensible aux conditions de croissance (température..).

4. Analyse des résultats

Etant donné la difficulté d'analyser les effets régissant l'évolution des performances statiques structure après structure, nous allons tout d'abord dans ce paragraphe chercher les grandes tendances de comportement de toutes les structures phosphorées, aluminées et alumino-phosphorées analysées précédemment. Dans une première partie, par les analyses des courbes $P(I)$ et des mesures de PL à 300K, nous confirmerons l'hypothèse que l'introduction de composés aluminés dans la zone active renforce l'existence de centres non radiatifs. Puis, dans une deuxième partie, nous introduirons l'effet de la longueur de cavité laser en la reliant aux pertes et au rendement quantique internes.

4.1 Interprétation en terme de centres non radiatifs dans les matériaux aluminés

Le résultat le plus marquant obtenu dans l'étude précédente concerne la forte augmentation de la température caractéristique T_0 quand on passe de la structure purement phosphorée (P) à la structure tout aluminium (Al) avec une valeur intermédiaire pour la structure aluminophosphorée (P&Al). Nous avons constaté également que ce résultat s'accompagne d'une augmentation du courant de seuil. Il semble donc difficile d'obtenir les deux qualités à la fois. Pour illustrer ce propos, nous avons tracé, figure IV-25, l'évolution de la densité de courant de seuil J_{th} à 20°C en fonction de la température caractéristique T_0 évaluée entre 20°C et 80°C pour la totalité des structures analysées précédemment et ceci pour une longueur de cavité d'environ 300µm.

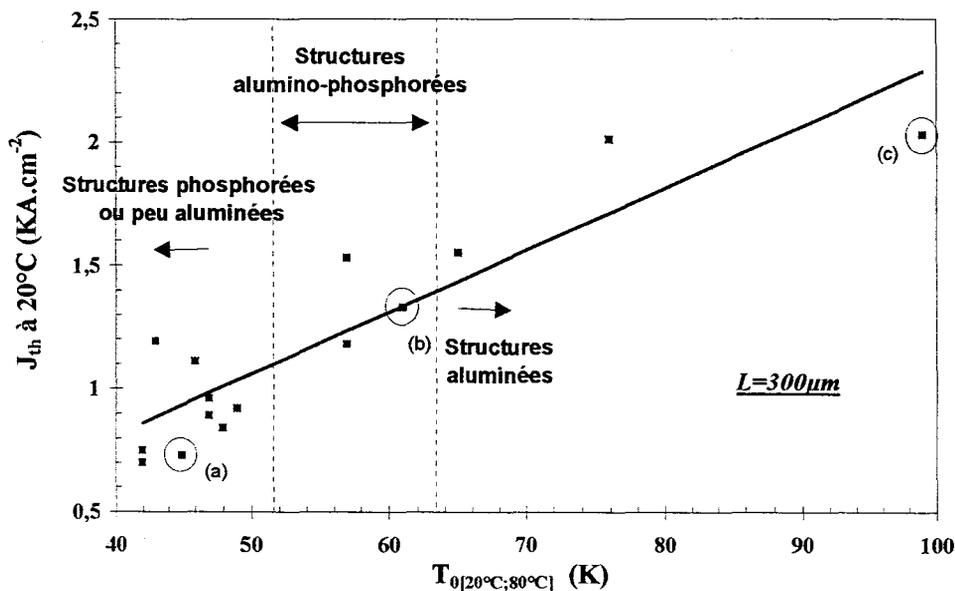
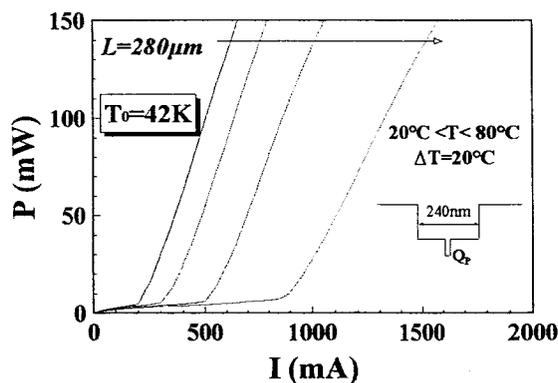


Figure IV-25 : Evolution de J_{th} à 20°C en fonction de T_0 pour toutes les structures analysées

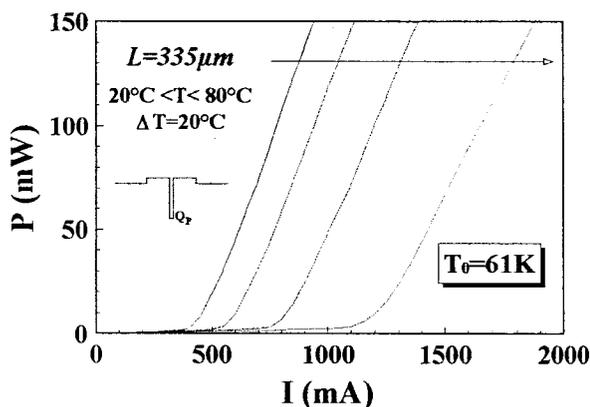
Il apparaît globalement qu'une augmentation de T_0 va de pair avec une hausse de J_{th} que l'on ait des structures phosphorées, aluminophosphorées ou aluminées. Nous avons représenté cette tendance générale par une évolution quasi-linéaire qui a surtout pour objet de montrer l'effet "augmentation du T_0 -augmentation du J_{th} à 20°C". On remarque de plus que la première zone (faible T_0 , faible J_{th}) rassemble toutes les structures phosphorées (références) ou peu aluminées (à barrières aluminées uniquement), la deuxième (T_0 et J_{th} intermédiaires) est constituée des

structures alumino-phosphorées (puits en Q_P avec SCH ou GRINSCH en Q_{Al}) et la dernière (fort T_0 , fort J_{th}) n'est formée que des structures aluminées.

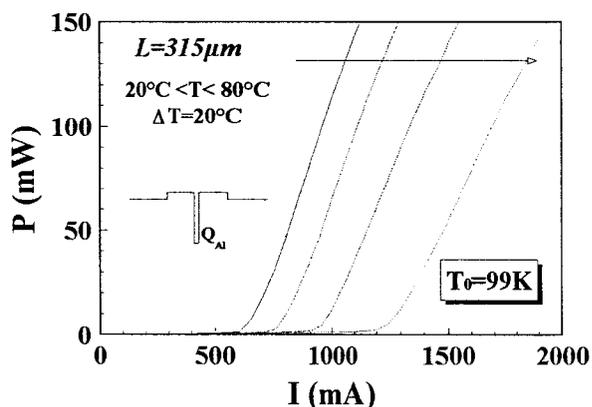
Pour comprendre ces différents comportements, nous avons repris une structure typique appartenant à chacune de ces trois filières. Les points représentatifs de ces structures sont entourés et repérés figure IV-25 par les lettres (a), (b) et (c). La figure IV-26 rappelle les caractéristiques $P(I)$ de chacune de ces structures obtenus à 20°C, 40°C, 60°C et 80°C pour une longueur approximative de 300 μ m (la longueur mesurée est précisée en "italique"). Un petit encart représente schématiquement la structure considérée et le numéro de l'échantillon est précisé dans la légende.



(a) Structure phosphorée ou P (G980111)



(b) Structure mixte alumino-phosphorée ou P&Al (G980207)



(c) Structure aluminée ou Al (G980209)

Figure IV-26 : Caractéristiques $P(I)$ des lasers à large contact des structures "phosphorée" ou P (G980111), "aluminée" ou Al (G980207) et "alumino-phosphorée" ou P&Al (G980209) pour une longueur typique de 300 μ m (régime impulsionnel de courant 0,1 μ s/500 μ s)

Comme nous l'avons constaté figure IV-25, le courant de seuil à 20°C se décale vers les plus fortes valeurs lors du passage de la structure phosphorée (a) à la structure aluminée (c) en

passant par une valeur intermédiaire pour la structure mixte alumino-phosphorée (b). Par contre, l'écart en courant de seuil entre les différentes courbes $P(I)$ à 20°C, 40°C, 60°C et 80°C semble être moins affecté par l'apport de composés aluminés dans la zone active. Pour vérifier cela, nous avons représenté sur un même graphe, donné figure IV-27, ces trois caractéristiques $P(I)$ en superposant les différents courants de seuil à 20°C de ces structures.

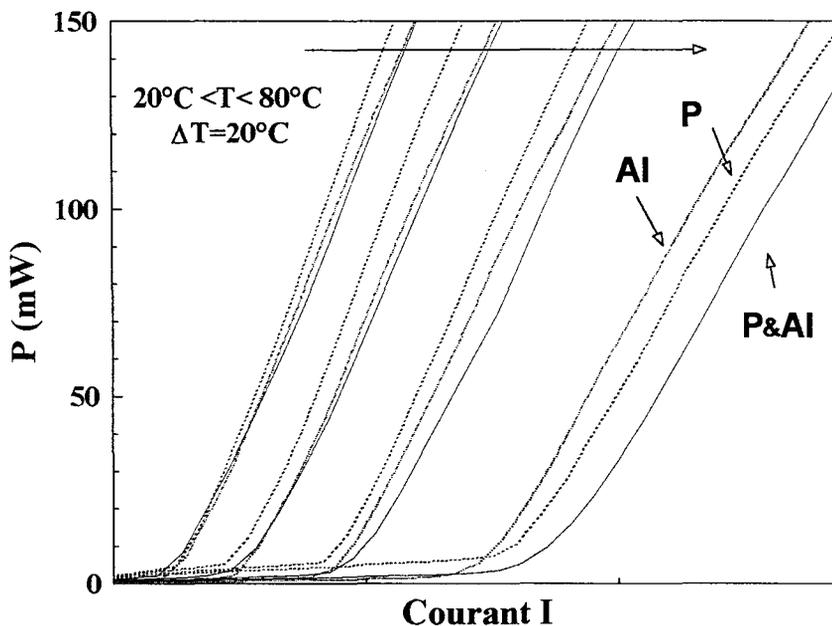


Figure IV-27 : Superposition des $P(I)$ correspondant aux trois structures SCH : P, P&Al et Al en relatif par rapport au courant de seuil à 20°C.

De façon assez surprenante, on constate que l'ensemble de ces courbes $P(I)$ se superposent presque entièrement aussi bien d'un point de vue de I_{th} que du point de vue du rendement de conversion R_c et ceci quelle que soit la température 20°C, 40°C, 60°C et 80°C. Il semble quand même que la structure aluminée soit légèrement moins sensible à l'élévation de la température que les deux autres structures, alumino-phosphorée et phosphorée, dans la mesure où la sensibilité à la température serait défavorable pour la structure aluminée jusqu'à 60°C et qu'elle deviendrait bénéfique pour cette structure aux températures supérieures. Ceci nous incite à penser que l'introduction de l'aluminium, de par sa grande discontinuité de bande de conduction, permettrait de renforcer le confinement des électrons au fond des puits à des températures élevées comme nous l'avions supposé au début de cette étude. Mais cet effet est fortement masqué par l'introduction de centres non radiatifs, comme nous l'avons déjà évoqué, qui augmente d'autant plus le courant de seuil que la quantité d'aluminium est importante. De ce point de vue, nous avons tracé, figure IV-28, l'évolution de l'ensemble des densités de

courant de seuil J_{th} mesuré à 20°C pour $L \approx 300\mu\text{m}$ en fonction de l'épaisseur d'aluminium dans la zone active, épaisseur corrigée prenant en compte la concentration en aluminium des alliages.

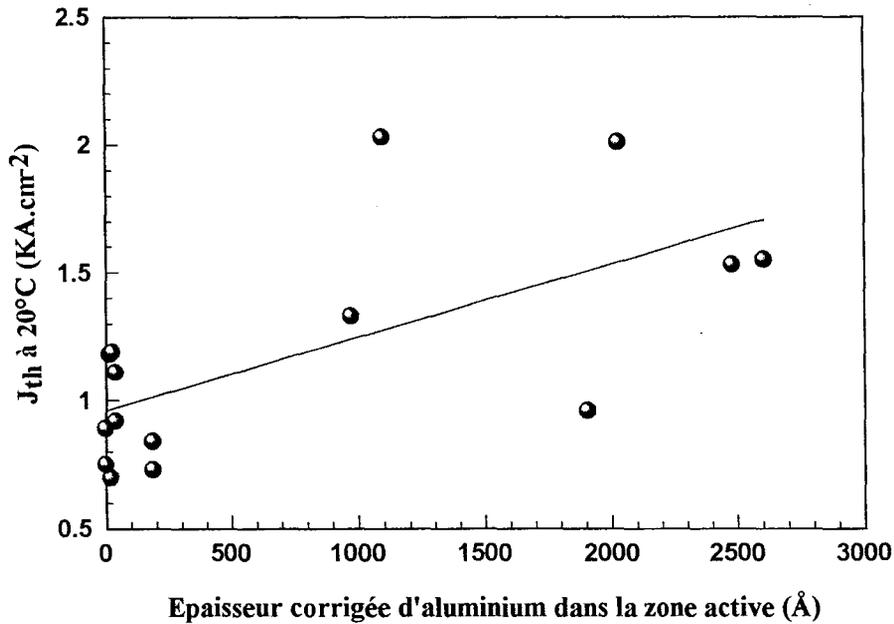


Figure IV-28 : Evolution de J_{th} à 20°C en fonction de l'épaisseur corrigée d'aluminium dans la zone active.

On observe bien globalement cette augmentation de J_{th} avec l'apport de composés aluminium dans la zone active qui fait appel à deux remarques.

La première est relative à une critique de T_0 qui à lui seul n'est probablement pas suffisant pour représenter le comportement en température de structures différentes. Pour s'en convaincre, nous avons également superposé, figure IV-29, les courbes $P(I)$ à 20°C des quatre structures GRINSCH alumino-phosphorées et aluminées de manière à s'affranchir du décalage de I_{th} à 20°C. Ces quatre structures GRINSCH, possédant des T_0 de 47K, 57K, 76K et 65K, présentent sensiblement des courbes $P(I)$ superposées quelle que soit la température.

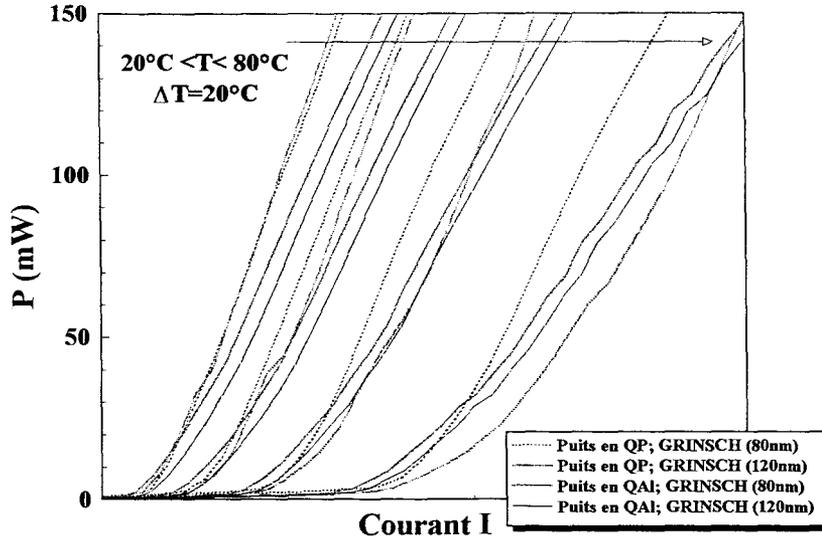


Figure IV-29 : Superposition des $P(I)$ correspondants aux quatre structures GRINSCH aluminophosphorées et aluminées en relatif par rapport au courant de seuil à 20°C

La deuxième remarque est que ce décalage en courant de seuil peut être interprété en terme d'apparition de centres non radiatifs directement liée à l'introduction de matériaux aluminés. Quels sont les éléments qui nous permettent de proposer cette hypothèse?

- Le premier élément est relatif à l'équation de conservation de porteurs d'un laser ("rate equations" en terminologie anglo-saxonne) donnée ci-après :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - GP - \frac{n}{\tau_s} = 0 \quad (4-1)$$

avec n la densité de porteurs, I le courant injecté, q la charge des électrons, V le volume de la cavité, G le gain optique lié à l'émission stimulée, P la densité de photons, τ_s la durée de vie des porteurs;

A partir de l'équation (4-1) en régime statique ($dn/dt=0$) et de la condition au seuil ($G=0$), on obtient la relation sur le courant de seuil suivante :

$$I_{th} = \frac{qVn_{th}}{\tau_s} \quad (4-2)$$

avec $1/\tau_s = (A_{nr} + AS) + B(T)n_{th} + C(T)n_{th}^2$ où, comme nous l'avons explicité au chapitre I, $(A_{nr} + AS)$ est le coefficient des recombinaisons non radiatives liées respectivement aux pièges

et aux recombinaisons de surface, $B(T)$ et $C(T)$ sont respectivement les coefficients de recombinaisons radiatives spontanées et des recombinaisons non radiatives Auger. Un autre terme dépendant de la température T concernant la fuite des porteurs vers les couches de confinement ou les barrières est également à prendre en compte. Le courant de seuil peut donc se décomposer en deux grandes contributions : l'une relative aux recombinaisons non radiatives I_{nr} qui ne dépend quasiment pas de la température et l'autre contribution que nous noterons $I_{spon/Auger/fuite}(T)$ qui prend en compte les contributions fortement dépendantes de la température T (*effet Auger, recombinaisons spontanées, fuite des porteurs*) :

$$I_{th} = I_{nr} + I_{spon/Auger/fuite}(T)$$

Le décalage en courant de seuil à 20°C peut donc s'expliquer par l'introduction de centres non radiatifs dans l'aluminium (contribution I_{nr}). Il semble donc qu'une partie des porteurs injectés serviront à saturer ces centres alors que d'autres seront impliqués directement dans les recombinaisons radiatives. Le courant de seuil I_{th} à 20°C pour les structures aluminées devient alors en quelque sorte une mesure de l'importance des centres non radiatifs.

- Le deuxième élément est relatif à la mesure de l'intensité de PL à 300K pour l'ensemble des structures qu'elles soient phosphorées, alumino-phosphorées ou aluminées. La figure IV-30 représente l'évolution de cette intensité de PL normalisée par rapport à la référence phosphore 240nm en fonction de l'épaisseur corrigée d'aluminium dans la zone active prenant en compte la composition des matériaux.

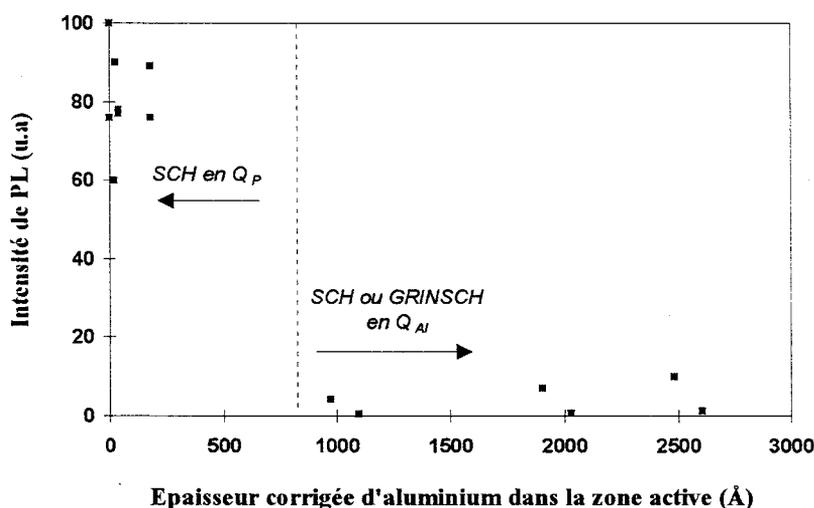


Figure IV-30 : Intensité de PL à 300K en fonction de l'épaisseur corrigée d'aluminium dans la zone active

On constate nettement que l'intensité de PL, relative aux recombinaisons spontanées radiatives, se dégrade lorsque l'on introduit de l'aluminium en quantité importante. C'est le cas en particulier des structures SCH ou GRINSCH avec des couches de confinement en Q_{Al} alors que les structures tout phosphore ou à barrières aluminées avec des couches de confinement en Q_P sont caractérisées par des intensités de PL plus fortes et à peu près équivalentes. Ceci peut constituer une confirmation de l'existence de centres non radiatifs due à l'aluminium et qui vont naturellement conduire à un I_{th} plus fort.

Un certain nombre d'études semblent confirmer la présence de centres non radiatifs en liaison directe avec l'incorporation d'oxygène dans les matériaux Al(Ga)InAs [15] lors de la croissance de ce dernier par épitaxie par jets moléculaires sources gazeuses et qui est évidemment néfaste pour les propriétés radiatives de ce matériau. Cette incorporation, liée à l'utilisation de sources gazeuses d'arsine et de phosphine, semble d'ailleurs augmenter avec les arrêts de croissance et la quantité d'atomes d'aluminium. Dans l'élaboration des épitaxies laser, nous avons tenu compte de ces aspects de croissance en évitant les arrêts de croissance prolongés. Les résultats obtenus n'indiquent pas a priori de pollution catastrophique empêchant toute luminescence ou toute émission laser anormale. Une étude complémentaire plus orientée matériau permettrait d'accéder à l'évolution des caractéristiques de ces centres non radiatifs en terme de densité, de temps de capture, d'énergie d'activation.... en fonction de la quantité d'aluminium dans les alliages, en réalisant par exemple, des mesures de "Deep Level Transit Spectroscopy" en terminologie anglosaxonne (DLTS). Afin de réduire cette pollution de l'aluminium par l'oxygène introduisant des centres profonds, les chercheurs se tournent à l'heure actuelle vers d'autres techniques de croissance comme l'épitaxie par jets moléculaires sources solides (SSMBE) [14].

4.2 Effet de la longueur

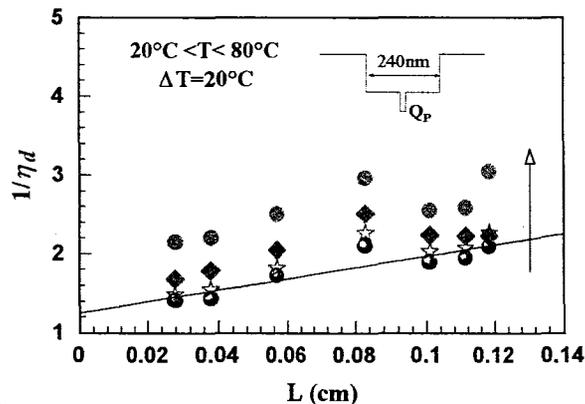
L'origine de ces centres non radiatifs peut provenir d'un effet en volume (pertes internes dans la cavité) et en surface (pertes au niveau des miroirs) et l'on aurait pu penser utiliser l'influence de la longueur de cavité pour étudier l'importance de l'un par rapport à l'autre. En fait, il semble très difficile d'extraire directement à l'aide de la simple connaissance du courant de seuil et du rendement quantique externe la part de l'un et de l'autre. En outre, il semble bien que l'essentiel des recombinaisons non radiatives proviennent d'un effet de volume puisque ce phénomène se

manifeste déjà directement sur plaque en photoluminescence. Il nous a donc paru suffisant d'extraire de l'influence de la longueur de cavité les paramètres classiques que sont les pertes et le rendement quantique internes.

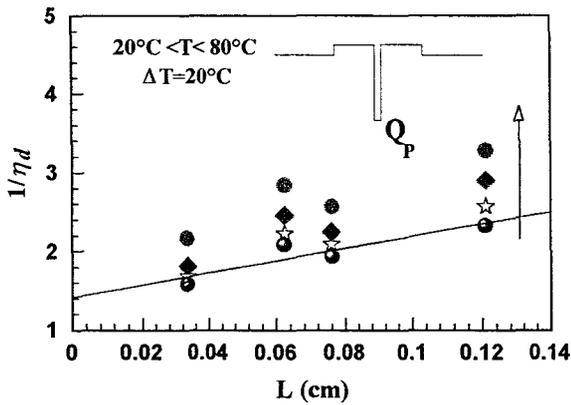
A titre d'exemple sur l'étude en fonction de la longueur du rendement quantique externe, nous présentons les évolutions $1/\eta_d=f(L)$ réalisées entre 20°C et 80°C de quelques structures phosphorées, aluminées et alumino-phosphorées analysées précédemment. Il s'agit plus précisément de la structure phosphorée de référence, des deux structures SCH à puits en Q_{Al} et Q_P, et enfin, de deux structures GRINSCH de 80nm de large à puits en Q_{Al} et en Q_P. Ces graphes pour lesquels un encart représente la structure considérée, sont donnés figure IV-31. Ces évolutions sont décrites par la relation classique décrite au chapitre III et que nous rappelons ci-dessous :

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \left[1 + \frac{\alpha_i L}{\ln(1/R)} \right] \quad (4-3)$$

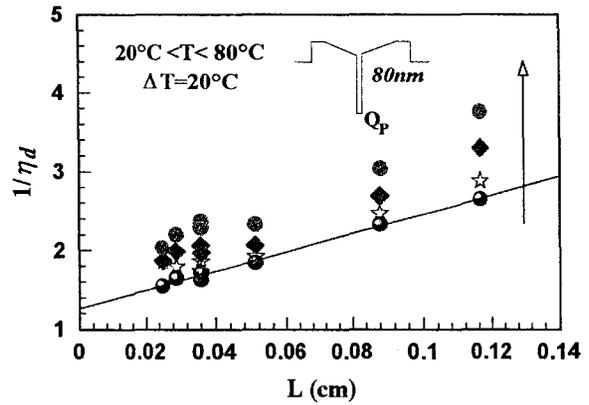
Elle nous permettra de déduire des grandeurs caractéristiques de la structure comme les pertes internes et le rendement quantique interne... Nous n'analyserons ces résultats que pour une température de 20°C sachant que la relation linéaire (4-3) n'est généralement plus vérifiée pour des températures élevées comme 80°C.



(a) Structures phosphorées (échantillon G980111)

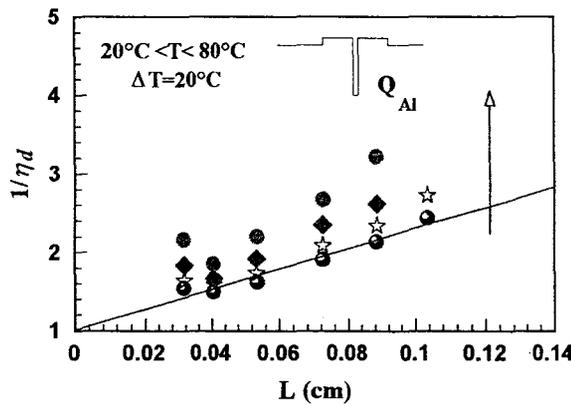


(b) Echantillon G980207

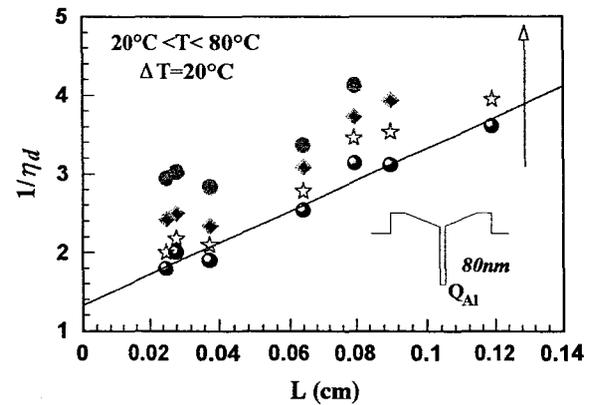


(c) Echantillon G980510

(structures aluino-phosphorées)



(d) Echantillon G980207



(e) Echantillon G980209

(structures aluminées)

Figure IV-31 : $1/\eta_d = f(L)$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$

On constate, au travers de ces évolutions, que, pour de courtes longueurs de cavités, $1/\eta_d$ remonte légèrement (cf. figure IV-31d). De tels effets ont déjà été constatés par ailleurs [15-14] et traduisant deux conséquences liées à la forte densité de porteurs injectés dans la cavité de courte longueur ($n \gg 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), d'une part une augmentation des pertes optiques α_i et d'autre part une diminution du rendement quantique interne η_i due à l'augmentation de recombinaisons des porteurs situés au dessus des barrières. Ces points ne seront pas pris en compte dans l'évaluation des pertes internes et du rendement quantique interne par la procédure d'ajustement décrite au paragraphe 3.2.2 du chapitre III. Ces deux grandeurs η_i et α_i sont données dans le tableau IV-11.

	Structure phosphorée (240nm) G980111 (SCH)	Structures alu-mo-phosphorées		Structures aluminées	
		G980207 (SCH)	G980509 (GRINSCH 80nm)	G980209 (SCH)	G980508 (GRINSCH 80nm)
α_i à 20°C (cm ⁻¹)	7	7	12	16	18
η_i à 20°C (%)	80	71	80	98	76

Tableau IV-11 : Pertes internes α_i et rendement quantique interne η_i à 20°C

Les résultats pour toutes les autres structures sont reportés dans l'annexe A ainsi que l'ensemble des résultats sur l'étude de l'influence de la longueur sur les caractéristiques $P(I)$ pour les températures de 20°C, 40°C, 60°C et 80°C. Ces résultats sont regroupés sous formes de graphes $\ln(J_{th})=f(1/L)$ et $1/\eta_d=f(L)$ et les grandeurs caractéristiques des structures extraites des ces évolutions comme les pertes internes, le rendement quantique interne, le courant de seuil extrapolé pour une longueur infinie sont donnés dans des tableaux.

Pour alléger l'écriture de ce mémoire, nous ne présentons ici que les pertes et le rendement quantique internes pour toutes les structures considérées. Nous avons tracé, figure IV-32, les pertes internes en fonction de l'épaisseur corrigée d'aluminium dans la zone active prenant en compte la composition des matériaux.

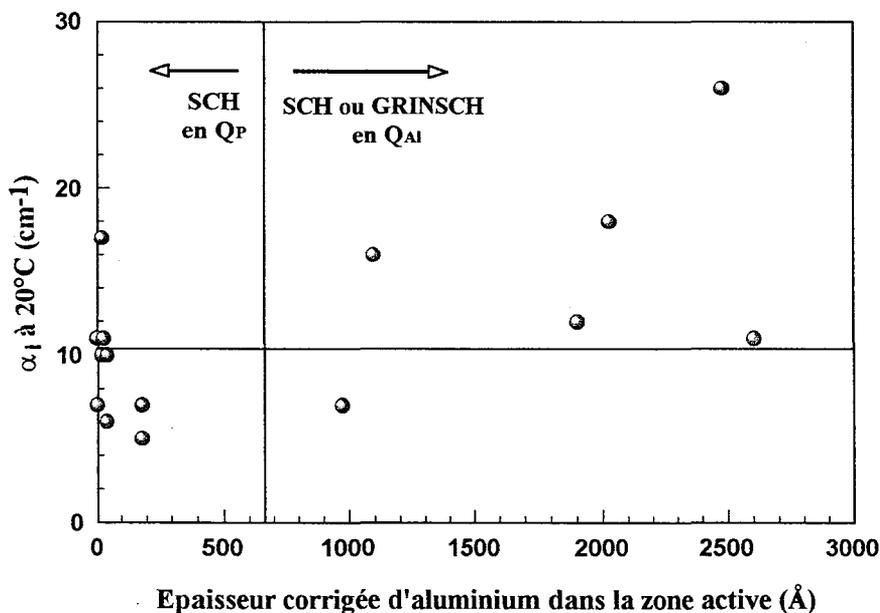


Figure IV-32 : Evolution des pertes internes à 20°C en fonction de l'épaisseur corrigée d'aluminium dans la zone active

Malgré la dispersion des résultats sur les pertes internes, on peut distinguer deux comportements différents. L'un est relatif aux structures comportant peu d'aluminium c'est-à-dire d'une manière générale celles avec des couches de confinement SCH en Q_P qui présentent des pertes internes globalement comprises entre 5 et 10cm^{-1} . L'autre concerne les structures comportant beaucoup plus d'aluminium, c'est-à-dire celles avec des couches de confinement SCH et GRINSCH en Q_{Al} qui sont quasiment toutes caractérisées par des pertes internes supérieures à 10cm^{-1} . Cette constatation va dans le même sens que l'analyse précédente en terme d'existence de centres non radiatifs due à la présence d'aluminium. On peut en effet penser que ces pièges introduisent des pertes supplémentaires pour l'onde optique qui se propage dans la structure puisque les porteurs piégés peuvent se libérer en absorbant un photon, mécanisme dépendant de la nature des pièges (énergie, localisation...).

Le deuxième paramètre caractéristique des structures laser est relatif au rendement quantique interne. Selon certains auteurs qui ont effectué une étude sur des lasers rubans [16], la diminution du rendement quantique interne est caractéristique de la fuite des porteurs dans les couches de confinement et sur les flancs de part et d'autre du ruban. Pour les lasers à large contact réalisés dans cette étude, nous ne considérons que la fuite des porteurs vers les couches de confinement. Etant donné cette analyse, il nous est apparu plus judicieux de tracer l'évolution de η_i pour toutes les structures en fonction de la discontinuité de bande de conduction ΔE_c entre le fond du puits et le haut de la couche de confinement, ou de la barrière si celle-ci s'insère entre ces deux dernières (cas des structures à barrières aluminées). Ce qui nous a guidé dans cette démarche, c'est la possibilité de faire apparaître l'effet de la modification de la fuite des porteurs dans ces couches de confinement quand on augmente l'écart énergétique en bande de conduction entre le fond du puits et le haut de la couche de confinement ou de la barrière juxtaposée grâce à l'introduction d'un matériau aluminé dans les barrières ou dans les couches de confinement. Etant donné la dissymétrie des structures avec des couches de blocage au voisinage des couches de confinement, elles ne seront pas prises en compte ici. Cette évolution de η_i en fonction de ΔE_c est donnée figure IV-33.

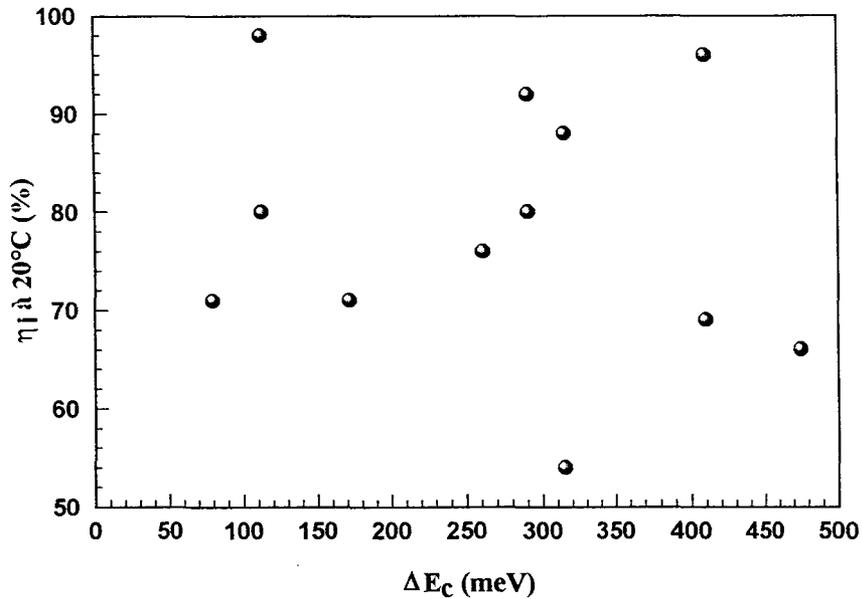


Figure IV-33 : Evolution du rendement quantique interne à 20°C en fonction de la discontinuité de bande de conduction entre le fond du puits et le haut de la couche de confinement ou de la barrière juxtaposée

Etant donné la dispersion des mesures, il semble difficile de dégager une évolution de η_i lorsque ΔE_c augmente. On aurait pu s'attendre à une augmentation de η_i avec la hausse de ΔE_c qui serait significatif d'une réduction de la fuite des porteurs dans les couches de confinement dès lors que l'on introduit des matériaux avec des discontinuités de bande de conduction plus importantes. Nous avons déjà remarqué au début de ce paragraphe une certaine tendance aux températures plus élevées à "un meilleur comportement relatif" des structures aluminées par rapport à celles phosphorées. Cependant, dans le cas de lasers à base d'AlGaInAs, cette amélioration, intuitivement logique dès lors que l'on ne prend en compte que les aspects de structures de bande, est masquée par un effet prépondérant dans les lasers à base d'aluminium qui est vraisemblablement l'existence de centres non radiatifs.

Conclusion

Nous avons tout d'abord défini dans ce chapitre deux structures de références à base uniquement de phosphore qui ont ensuite été modifiées successivement par l'introduction de matériaux aluminés dans les barrières, en tant que couche de blocage de porteurs, dans les couches de confinement SCH et finalement dans les GRINSCH. Les études $P(I)$ en température ont montré une augmentation de la température caractéristique T_0 pour les lasers à base d'aluminium mais qui se traduit en même temps par une hausse du courant du seuil I_{th} .

Tout au long de cette étude, nous avons été amené à introduire la notion de centres non radiatifs provenant certainement de l'incorporation d'oxygène dans les matériaux aluminés lors de leur croissance par GSMBE et qui nous ont permis d'interpréter l'augmentation des courants de seuil pour les structures à base d'aluminium. Une analyse plus précise nous a permis de constater qu'une augmentation du T_0 s'accompagne d'une augmentation du I_{th} . Les centres non radiatifs ont une grande importance dans le comportement des lasers à base d'aluminium. Cette étude nous conduit cependant à penser que l'on doit s'attendre à une amélioration du comportement des lasers vis-à-vis de la température lorsque l'on introduit une discontinuité de bande de conduction importante. Cependant, dans le cas de matériaux aluminés, cette amélioration est masquée par l'effet des centres non radiatifs.

Références du chapitre IV

- [1] Effect of well number in 1.3 μ m GaInAsP/InP GRINSCH strained-layer quantum-well laser
T. Namegaya, N. Matsumoto, N. Yamanaka, N. Iwai, H. Nakayama, and A. Kasukawa
IEEE J. Quantum of Electron. Vol. 30 n°2, pp. 578-584, Février 1994
- [2] Dependence of differential quantum efficiency on the confinement structure in InGaAs/InGaAsP strained-layers multiple quantum well lasers
K. Tanaka, K. Wakao, T. Yamamoto, H. Nobuhara, and T. Fujii
IEEE Photon. Techn. Lett. vol. 5 n°6, pp. 602-605, Juin 1993
- [3] High power and high-efficiency 1.3 μ m InAsP compressively-strained MQW lasers at high temperature
H. Ohashi, S. Seki, T. Hirono, H. Sugiura, T. Amano, M. Ueki, J. Nakano, M. Yamamoto, Y. Tohmori, M. Fukuda and K. Yokoyama
Electron. Lett. vol. 31 n°7, pp. 556-557, Mars 1995
- [4] Low-threshold 1.3 μ m wavelength, strained-layer InGaAsP multi-quantum well lasers grown by all solid source molecular beam epitaxy
M. Toivonen, P. Savolainen, H. Asonen and R. Murison
Jpn. J. Appl. Phys. vol. 35, pp. L634-L636, 1996
- [5] Strain-compensated InGa(As)P-InAsP active regions for 1.3 μ m wavelength lasers
J. C. Dries, M. R. Gokhale, H. Uenohara, and S. R. Forrest
IEEE Photon. Technol. Lett. vol. 10 n°1, Janvier 1998
- [6] Lasing characteristics under high temperature operation of 1,55 μ m strained InGaAsP/AlGaInAs MQW laser with InAlAs electron stopper layer
H. Murai, Y. Matsui, T. Kunii
Electron. Lett. vol.31 n°24, pp.2105-2107, Novembre 1995
- [7] Low-threshold tensile-strained InGaAs-InGaAsP quantum-well lasers with single-step separate-confinement heterostructure
T. Yamamoto, H. Nobuhara, K. Tanaka, T. Odagawa, M. Sugawara, T. Fujii, and K. Wakao
IEEE J. Quantum of Electron. Vol. 29 n°6, pp. 1560-1564, Juin 1993
- [8] Ultrahigh temperature and ultrahigh speed operation of 1.3 μ m strain-compensated AlGaInAs/InP uncooled laser diodes
M.C. Wang, W. Lin, T.T. Shi and Y.K. Tu
Electron. Lett. vol. 31 n°18, pp. 1584-1585, Août 1995
- [9] Advanced 1.55 μ m quantum well AlGaInAs laser diodes with enhanced performance
B. Borchet, R. Gessner and B. Stegmüller
Jpn. J. Appl. Phys. vol. 33, pp. 1034-1039, 1994
- [10] Solid source molecular beam epitaxy of low threshold strained layer 1.3 μ m InAsP/GaInAsP lasers
C.C. Wamsley, M.W. Koch and G.W. Wicks
Electron. Lett. vol. 32 n°18, pp. 1674-1675, Août 1996
- [11] 1.3 μ m InAsP/InGaAlAs MQW lasers for high-temperature operation
T. Anan, M. Yamada, K. Tokutome, and S. Sugou
Electron. Lett. vol. 33 n°12, pp. 1048-1049, Juin 97

[12] **Very low threshold current density 1.3 μ m InAsP/InGaAsP strained quantum well GRINSCH lasers grown by gas source.**

H. Y. A. Chung, G. Stareev, J. Joos, J. Machnss and K. J. Ebeling.

Tenth International Conference on Indium Phosphide Related Material (IPRM'98), Japan, 11-15 Mai 1998

[13] **Analysis and optimization of quantum well thickness for GaAs/AlGaAs and InGaAs/GaAs/AlGaAs quantum wells lasers**

W.X. Zou, S.L. Merz, and L.A. Coldren

J. Appl. Phys. 72(11), pp. 5047-5054, Décembre 1992

[14] **All-solid source MBE growth of AlGaInAsP based optoelectronics Devices**

M. Pessa, A. Salokatve, M. Toivonen, M. Jalonen, P. Savolainen, J. Kongas, R. Murison, T. Panarello, M. Jansen, and P. Corvini.

Tenth International Conference on Indium Phosphide Related Material (IPRM'98), Japan, 11-15 Mai 1998

[15] **Etude et optimisation de lasers semiconducteurs à puits quantiques dans le système InGaAs/InGaAlAs/InP pour les télécommunications optiques.**

Eneka Idiart-Alhor

Thèse de doctorat de l'université de PARIS 6, Mai 1996

[16] **Well number, length, and temperature dependence of efficiency and loss in InGaAsP-InP compressively strained MQW ridge waveguide lasers at 1.3 μ m**

K. Prosyk, J. G. Simmons, and J. D. Evans

IEEE J. of Quantum Electron. Vol. 33 n°8, pp. 1360-1368, Août 98

Conclusion

Conclusion

L'objectif de ce travail a été d'étudier l'influence de l'introduction de matériaux aluminés dans la zone active d'un laser initialement composée que de matériaux phosphorés. Le système AlGaInAs/InP possède une grande discontinuité de bande de conduction devant permettre de lutter contre la sensibilité des lasers à la température notamment en diminuant la fuite des porteurs vers les barrières et les couches de confinement. Toutes ces structures ont été réalisées avec des puits contraints en compression afin de limiter l'effet Auger dont on sait, par différentes études, qu'il joue un rôle important sur la sensibilité des lasers à la température. L'essentiel de notre étude a donc consisté à chercher à limiter la fuite des porteurs vers les couches de confinement et les barrières en introduisant progressivement des matériaux aluminés dans la zone active du laser réalisée initialement uniquement à base de matériaux phosphorés.

Au travers de cette étude, une méthode de mise au point des structures épitaxiales et des techniques expérimentales de caractérisation des composants ont été développées. Etant donné l'équipement récent du bâti d'épitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses, une étude préliminaire sur l'élaboration des matériaux et des structures lasers contraintes a été réalisée systématiquement à partir de mesures de photoluminescence et de l'analyse des oscillations RHEED. Des lasers à large contact ont ensuite été fabriqués sur les différentes épitaxies laser élaborées. Deux techniques expérimentales ont été utilisées pour caractériser ces lasers à large contact. La première, la photoconductivité à éclairement par le dessus du composant, a permis de vérifier les épitaxies lasers et de déterminer expérimentalement la contrainte des puits en analysant les spectres obtenus avec un modèle de structure de bande dans le cadre de l'approximation de la fonction enveloppe. Une variante de la photoconductivité consistant à éclairer le composant par la tranche a été développée et présente l'avantage par rapport à un éclairement par le dessus de pouvoir polariser linéairement la lumière sur le composant et donc d'identifier formellement les transitions optiques fondamentales ou non (en particulier les transitions concernant les trous lourds et légers) qui respectent les règles de sélection optiques. Cette méthode permet d'accéder en même temps à la position et à la nature des transitions optiques et ceci quelle que soit la technologie laser. La deuxième technique développée au cours de ce travail est le banc de caractérisation automatisé de mesures des caractéristiques de

puissance optique de sortie en fonction du courant injecté, et ceci dans une gamme de température de 20°C à 80°C. Celui-ci nous a permis de caractériser les lasers à large contact en terme de courant de seuil et de rendement quantique externe.

En ce qui concerne l'étude proprement dite, nous avons, dans une première étape, optimisé une structure phosphorée de référence se situant à l'état de l'art en terme de courant de seuil et de rendement quantique externe. Les structures à base d'aluminium ont ensuite été calquées sur cette référence. La première idée a été de renforcer le confinement des porteurs au fond des puits en introduisant différents types de barrières aluminées et alumino-phosphorées dans la zone active. Malgré les modifications successives effectuées sur les barrières, aucune variation significative du comportement avec la température du laser n'a été relevé. Le renforcement du confinement des porteurs au fond des puits ne suffisant pas à compenser la fuite des porteurs, nous avons décidé dans un deuxième temps d'agir directement sur les couches de confinement pour éviter la fuite des porteurs vers celles-ci. La première idée a été d'insérer des couches de blocage de porteurs en bordure des couches de confinement, l'une en AlInAs pour les électrons et l'autre en InP pour les trous. L'insertion d'une ou de deux couches de blocage de porteurs n'a pas non plus modifié de façon significative le comportement avec la température des lasers. Pour éviter l'effet de réservoir à électrons qui semble s'instaurer dès lors que l'on utilise des couches de confinement en matériaux phosphorés, nous avons décidé d'utiliser la grande discontinuité de bande de conduction d'un quaternaire aluminium. Deux types de structures ont été analysées : des structures à confinement séparé (SCH) et des structures à variation d'indice graduel (GRINSCH) avec des couches de confinement en matériau aluminium. Deux types de structures dites "mixtes alumino-phosphorées" (puits phosphorés dans des barrières et des couches de confinement aluminés) et "tout aluminium" (puits, barrières et couches de confinement en aluminium) ont été réalisées. De grands changements dans le comportement de ces lasers alumino-phosphorés et aluminés ont été observés comparativement aux structures phosphorées ou peu aluminées (à barrières aluminées ou alumino-phosphorées) précédentes. Une analyse des tendances du comportement des ces structures ont montré qu'une augmentation de la température caractéristique T_0 dans les structures comportant le plus de matériaux aluminés va de pair avec une augmentation du courant de seuil I_{th} . Cette augmentation du courant de seuil a été interprétée en terme d'existence de centres de recombinaisons due à l'aluminium. Cette hypothèse est renforcée par la dégradation du rendement de photoluminescence des structures aluminées et va dans le même sens que

plusieurs études effectuées par ailleurs montrant la forte probabilité d'incorporation d'oxygène dans les matériaux aluminés. En même temps, nous avons relevé, grâce à une étude systématique de toutes les structures avec la longueur de cavité, de fortes pertes optiques supérieures à 10cm^{-1} dans les structures contenant beaucoup plus de composés aluminés dans la zone active au lieu de 7cm^{-1} pour les structures phosphorées ou peu aluminées. Cette augmentation des pertes optiques semble significative de l'introduction de pertes supplémentaires liées aux centres non radiatifs. Il semble donc que l'effet de la grande discontinuité de bande de conduction des matériaux aluminés, a priori intéressante pour obtenir une faible sensibilité à la température, soit masqué par la présence de centres de recombinaisons non radiatifs.

La poursuite de ce travail peut être envisagée suivant différentes directions. Tout d'abord, une étude plus orientée "matériau" pourrait permettre de déterminer la densité et la nature des pièges liés à la pollution par l'oxygène des matériaux aluminés. Il serait également intéressant d'étudier ces structures mixtes alumino-phosphorées aux températures supérieures à 80°C et surtout de les caractériser en terme de fréquence de coupure. En effet, des fréquences de coupures de 32GHz ont été démontrées dans des structures à multi-puits quantiques compensées émettant à $1,55\mu\text{m}$ en AlGaInAs/GaInAsP [1]. Une autre voie explorée actuellement par ailleurs, est la croissance de ces matériaux aluminés par épitaxie par jets moléculaires non plus à l'aide de sources gazeuses, mais avec des sources solides pour tenter de réduire l'incorporation d'impuretés dans ces derniers [2].

Actuellement, ce travail se poursuit par l'utilisation de puits en InAsP qui peuvent être contraints à +1,5%. L'utilisation d'une contrainte plus forte dans les puits, comparativement à ceux en GaInAsP (+0,7%), devrait permettre de réduire davantage l'effet Auger et ainsi de diminuer le courant de seuil. Des structures uniquement à base de matériaux phosphorés InAsP seront comparées à des structures mixtes alumino-phosphorées semblables à celles présentées lors de cette étude.

[1] **Quantum well and quantum dots lasers: from strained-layer and self-organized epitaxy to high performance devices**, P. Bhattacharya, 3rd Annual Symposium of IEEE/LEOS Benelux Chapter, Gent, 26 novembre 98

[2] **All-solid source MBE growth of AlGaInAsP based optoelectronics devices**, M. Pessa, A. Salokatve, M. Toivonen, M. Jalonen, P. Savolainen, J. Kongas, R. Murison, T. Panarello, M. Jansen, and P. Corvini., Tenth International Conference on Indium Phosphide Related Material (IPRM'98), Japan, 11-15 Mai 1998

Annexe A

Annexe A

Cette annexe A rassemble les résultats de l'étude en fonction de la longueur de la densité de courant de seuil $\ln J_{th}=f(1/L)$ et du rendement quantique externe $1/\eta_d=f(L)$ à des températures de 20°C, 40°C, 60°C et 80°C des structures phosphorées de référence, alumino-phosphorées et aluminées présentées respectivement dans les paragraphes 2 et 3 du chapitre IV. Les grandeurs extraites des évolutions $\ln J_{th}=f(1/L)$, à savoir la densité de courant de seuil extrapolée pour une longueur infinie $J_{th\infty}$ et la température caractéristique $T_{0\infty}$ correspondante, et $1/\eta_d=f(L)$, c'est-à-dire les pertes internes α_i et le rendement quantique interne η_i à 20°C, sont regroupées dans des tableaux. Ces résultats sont présentés dans l'ordre suivant lequel les structures ont été présentées dans le chapitre IV à savoir les deux structures phosphorées de référence, à barrières aluminées ou alumino-phosphorées, à couches de blocage de porteurs, à couches de confinement SCH en Q_{Al} et finalement, les structures GRINSCH. Pour se repérer facilement par rapport au chapitre IV, nous avons suivi exactement le même plan à savoir :

1. Structures phosphorées de références	166
1.1 Caractéristiques J_{th} et R_c	166
1.2 Evolutions $\ln J_{th}=f(1/L)$ et $1/\eta_d=f(L)$	166
1.3 Grandeurs $J_{th\infty}$, α_i , η_i	167
2. Influence des paramètres structuraux sur les propriétés électro-optiques des lasers large contact	167
2.1 Utilisation de barrières à base d'aluminium dans des structures à confinement séparé (SCH)	167
2.1.1 Caractéristiques J_{th} et R_c	167
2.1.2 Evolutions $\ln J_{th}=f(1/L)$ et $1/\eta_d=f(L)$	169
2.1.3 Grandeurs $J_{th\infty}$, α_i , η_i	171
2.2 Influence de la nature des couches de confinement dans des structures à confinement séparé (SCH)	172
2.2.1 Insertion de couches de blocage des porteurs	172
2.2.2 Utilisation de couches de confinement en AlGaInAs	174
2.3 Utilisation des structures GRINSCH	176
2.3.1 Caractéristiques J_{th} et R_c	176
2.3.2 Evolutions $\ln J_{th}=f(1/L)$ et $1/\eta_d=f(L)$	177

1. Structures phosphorées de références

1.1 Caractéristiques J_{th} et R_c

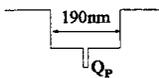
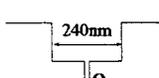
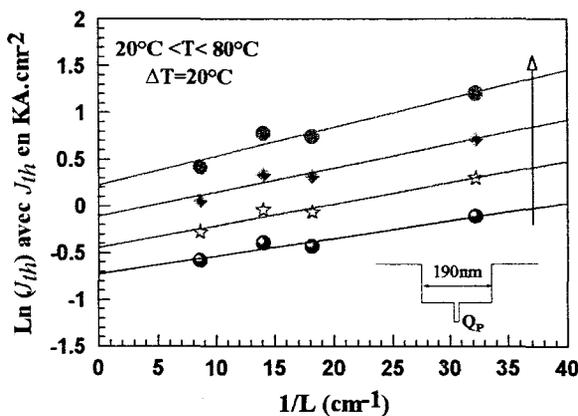
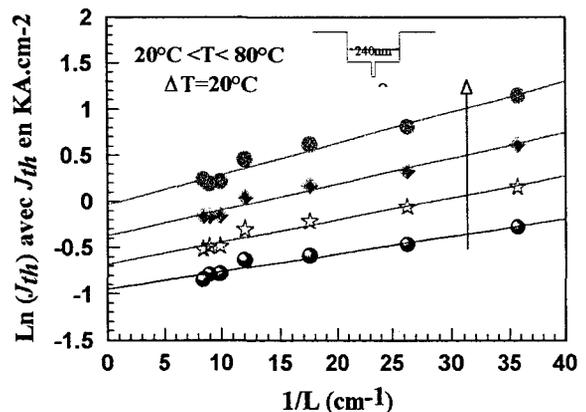
SCH Q_P	$L \approx 300\mu m$		$L \approx 600\mu m$		$L \approx 1200\mu m$		
	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	
G970103 (190nm) 	$L=310\mu m$		$L=710\mu m$		$L=1160\mu m$		
	20°C	0,89	0,289	0,67	0,190	0,56	0,167
	80°C	3,34	0,186	2,18	0,144	1,52	0,104
		$T_0=47K$	$\downarrow 36\%$	$T_0=51K$	$\downarrow 24\%$	$T_0=60K$	$\downarrow 38\%$
G980111 (240nm) 	$L=280\mu m$		$L=570\mu m$		$L=1115\mu m$		
	20°C	0,75	0,339	0,80	0,263	0,43	0,228
	80°C	3,14	0,222	1,85	0,191	1,28	0,157
		$T_0=42K$	$\downarrow 34\%$	$T_0=50K$	$\downarrow 27\%$	$T_0=55K$	$\downarrow 31\%$

Tableau 1 : Caractéristiques statiques pour $20^\circ C < T < 80^\circ C$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant ($0,1\mu s/500\mu s$)

1.2 Evolutions $\ln J_{th}=f(1/L)$ et $1/\eta_d=f(L)$

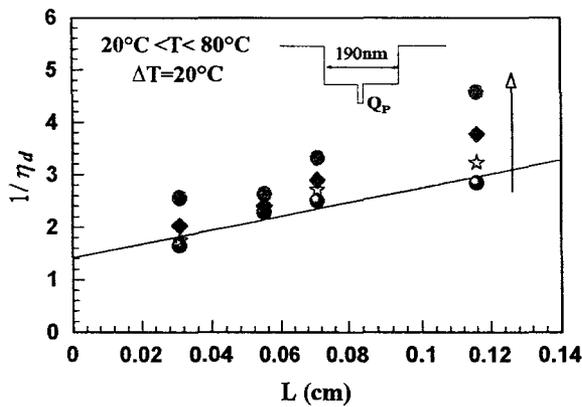


Echantillon G970103

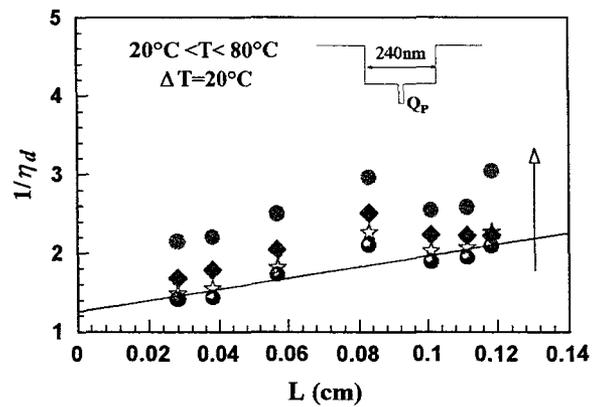


Echantillon G980111

Figure A-1 : $\ln(J_{th})=f(1/L)$ pour $20^\circ C < T < 80^\circ C$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant ($0,1\mu s/500\mu s$)



Echantillon G970103



Echantillon G980111

Figure A-2 : $1/\eta_d = f(L)$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsif de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

1.3 Grandeurs $J_{th\infty}$, α_i , η_i

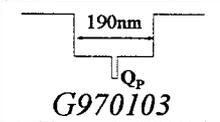
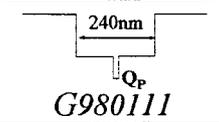
	 SCH Q _P	 G970103	 G980111
$J_{th\infty}$ (KA.cm ⁻²)			
20°C		0,48	0,39
80°C		1,25	0,96
		$T_{\theta\infty}=62K$	$T_{\theta\infty}=66K$
α_i à 20°C (cm ⁻¹)		11	7
η_i à 20°C (%)		71	80

Tableau A-2 : Grandeurs caractéristiques des lasers à large contact en régime impulsif de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

2. Influence des paramètres structuraux sur les propriétés électro-optiques des lasers large contact

2.1 Utilisation de barrières à base d'aluminium dans des structures à confinement séparé (SCH)

2.1.1 Caractéristiques J_{th} et R_c

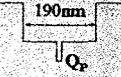
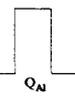
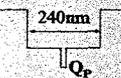
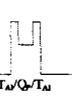
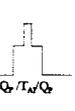
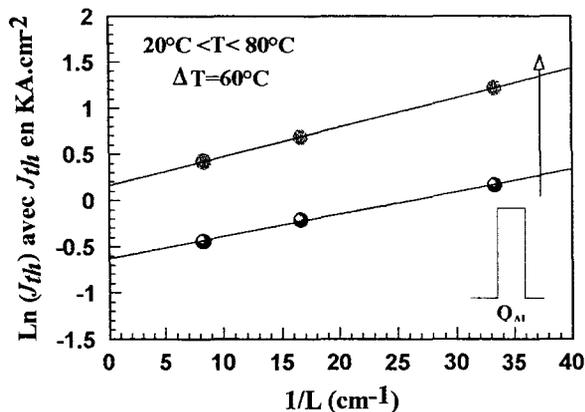
SCH Q _P	$L \approx 300 \mu\text{m}$		$L \approx 600 \mu\text{m}$		$L \approx 1200 \mu\text{m}$	
	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)
G970103 (Réf. P)  20°C 80°C (190nm)	$L=310 \mu\text{m}$ 0,89 3,34 $T_\theta=47K$	R_c 0,289 0,186 ↘ 36%	$L=710 \mu\text{m}$ 0,67 2,18 $T_\theta=51K$	R_c 0,190 0,144 ↘ 24%	$L=1160 \mu\text{m}$ 0,56 1,52 $T_\theta=60K$	R_c 0,167 0,104 ↘ 38%
G970102 (AAR)  20°C 80°C (190nm)	$L=300 \mu\text{m}$ 1,18 3,38 $T_\theta=57K$	R_c 0,34 0,26 ↘ 24%	$L=600 \mu\text{m}$ 0,81 1,91 $T_\theta=67K$	R_c 0,28 0,23 ↘ 18%	$L=1200 \mu\text{m}$ 0,64 1,53 $T_\theta=69K$	R_c 0,21 0,16 ↘ 24%
G970104  20°C 80°C (190nm)	$L=275 \mu\text{m}$ 1,11 4,02 $T_\theta=46K$	R_c 0,226 0,196 ↘ 30%	$L=640 \mu\text{m}$ 0,81 2,46 $T_\theta=54K$	R_c 0,198 0,152 ↘ 23%	$L=1160 \mu\text{m}$ 0,65 1,81 $T_\theta=59K$	R_c 0,167 0,120 ↘ 28%
G970406  20°C 80°C (190nm)	$L=305 \mu\text{m}$ 1,19 4,75 $T_\theta=43K$	R_c 0,265 0,180 ↘ 32%	$L=630 \mu\text{m}$ 0,87 2,63 $T_\theta=54K$	R_c 0,203 0,149 ↘ 27%	$L=1150 \mu\text{m}$ 0,68 - -*	R_c 0,150 - -*
G980111 (Réf. P)  20°C 80°C (240nm)	$L=280 \mu\text{m}$ 0,75 3,14 $T_\theta=42K$	R_c 0,339 0,222 ↘ 34%	$L=570 \mu\text{m}$ 0,80 1,85 $T_\theta=50K$	R_c 0,263 0,191 ↘ 27%	$L=1115 \mu\text{m}$ 0,43 1,28 $T_\theta=55K$	R_c 0,228 0,157 ↘ 31%
G970723  20°C 80°C (240nm)	$L=300 \mu\text{m}$ 0,92 3,15 $T_\theta=49K$	R_c 0,261 0,190 ↘ 27%	$L=575 \mu\text{m}$ 0,75 2,13 $T_\theta=57K$	R_c 0,223 0,160 ↘ 28%	$L=1310 \mu\text{m}$ 0,61 1,64 $T_\theta=61K$	R_c 0,155 0,106 ↘ 32%
G970724  20°C 80°C (240nm)	$L=330 \mu\text{m}$ 0,70 2,90 $T_\theta=42K$	R_c 0,285 0,229 ↘ 20%	$L=670 \mu\text{m}$ 0,53 1,76 $T_\theta=50K$	R_c 0,232 0,189 ↘ 19%	$L=1145 \mu\text{m}$ 0,50 1,41 $T_\theta=59K$	R_c 0,166 0,126 ↘ 24%

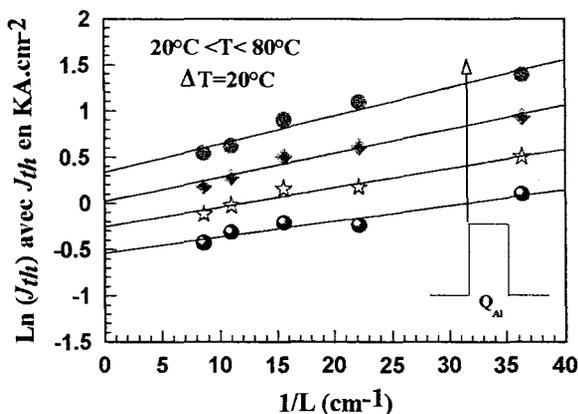
Tableau A-3 : Caractéristiques statiques pour 20°C < T < 80°C des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1μs/500μs)

* Pas d'émission laser dans la gamme de courant 0-3A

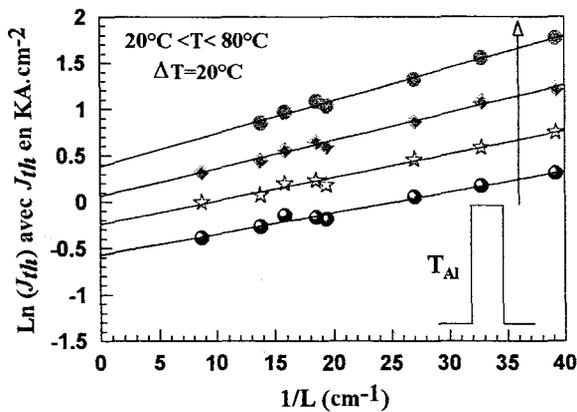
2.1.2 Evolutions $\ln J_{th}=f(1/L)$ et $1/\eta_d=f(L)$



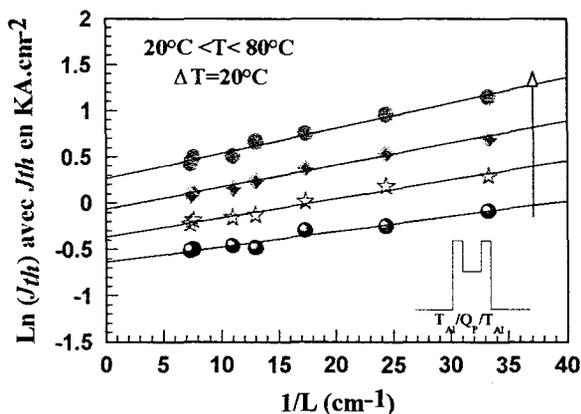
Echantillon G970102 (190nm; AAR)



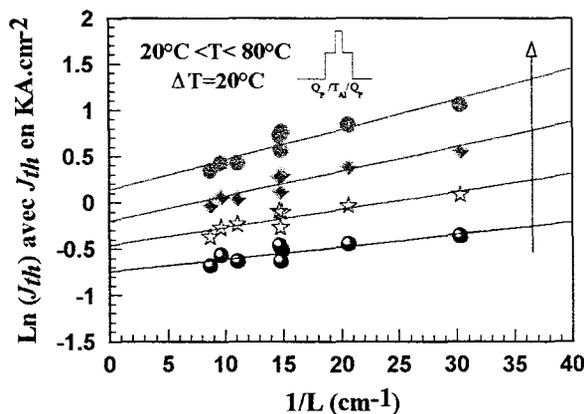
Echantillon G970104 (190nm)



Echantillon G970406 (190nm)

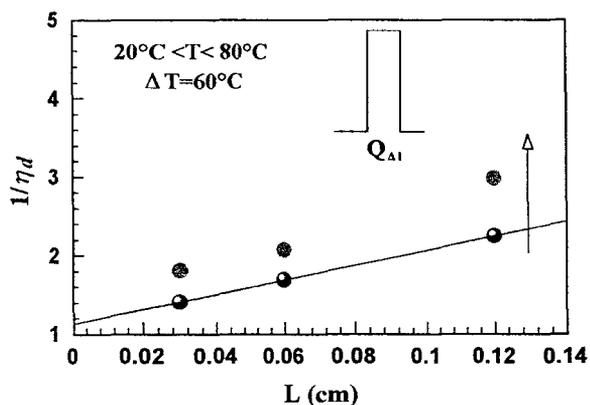


Echantillon G970723 (240nm)

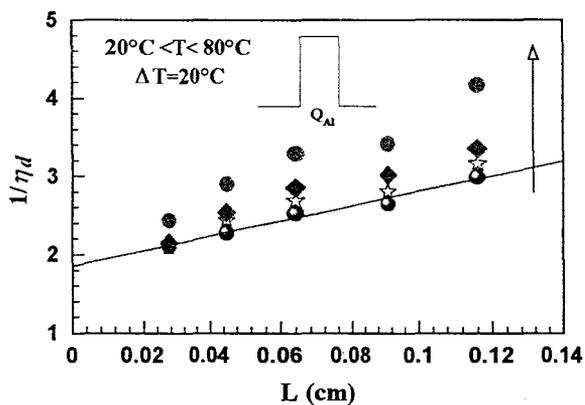


Echantillon G970724 (240nm)

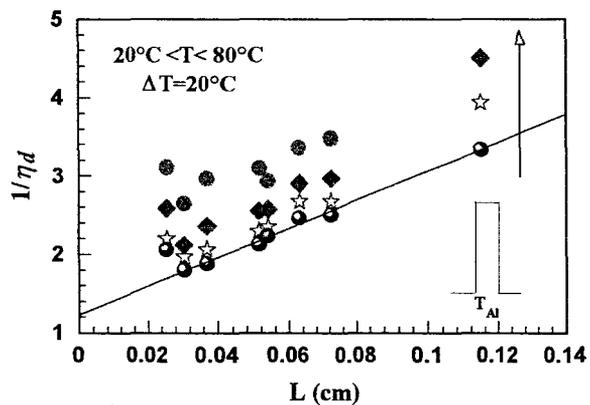
Figure A-3 : $\ln(J_{th})=f(1/L)$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)



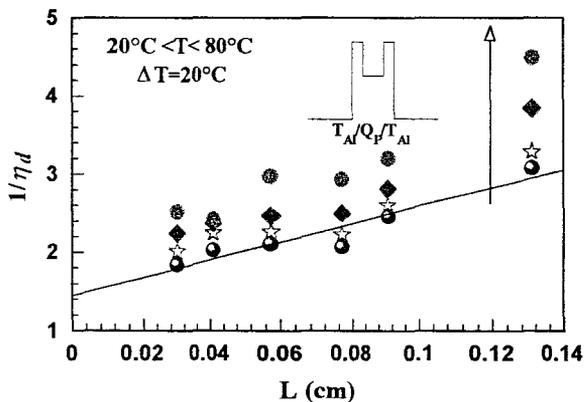
Echantillon G970102 (190nm; AAR)



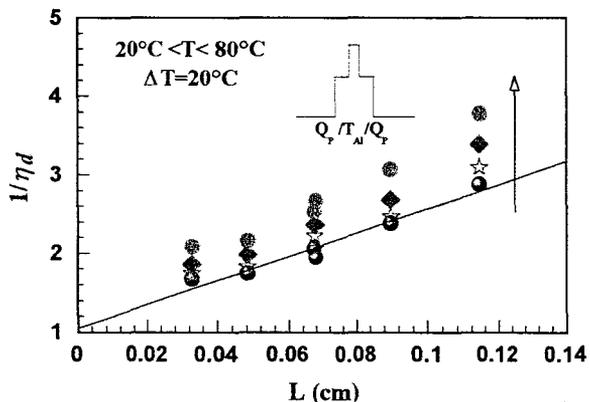
Echantillon G970104 (190nm)



Echantillon G970406 (190nm)



Echantillon G970723 (240nm)



Echantillon G970724 (240nm)

Figure A-4 : $1/\eta_d = f(L)$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1μs/500μs)

2.1.3 Grandeurs $J_{th\infty}$, α_i , η_i

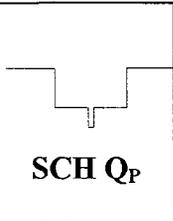
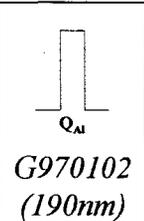
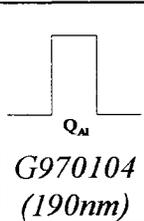
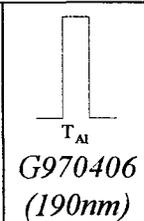
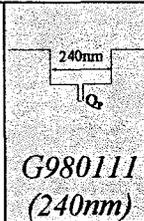
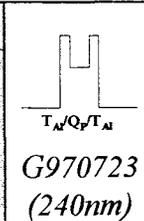
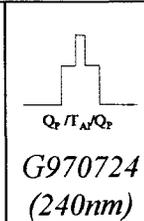
							
SCH QP	G970103 (190nm)	G970102 (190nm)	G970104 (190nm)	G970406 (190nm)	G980111 (240nm)	G970723 (240nm)	G970724 (240nm)
$J_{th\infty}$ (KA.cm ⁻²)							
20°C	0,48	0,53	0,58	0,64	0,39	0,53	0,47
80°C	1,25	1,17	1,40	1,47	0,96	1,30	1,14
	$T_{0\infty}=62K$	$T_{0\infty}=76K$	$T_{0\infty}=68K$	$T_{0\infty}=70K$	$T_{0\infty}=66K$	$T_{0\infty}=66K$	$T_{0\infty}=66K$
α_i à 20°C (cm ⁻¹)	11	10	6	11	7	10	17
η_i à 20°C (%)	71	88	54	66	80	69	96

Tableau A-4 : Grandeurs extrapolées issues des P(I) des lasers à large contact en régime impulsif de courant (0,1µs/500µs)

2.2 Influence de la nature des couches de confinement dans des structures à confinement séparé (SCH)

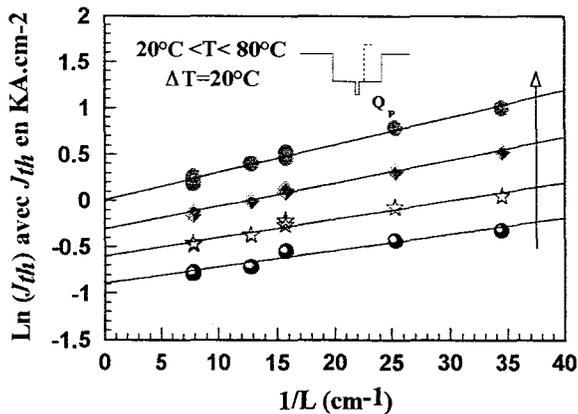
2.2.1 Insertion de couches de blocage des porteurs

2.2.1.1 Caractéristiques J_{th} et R_c

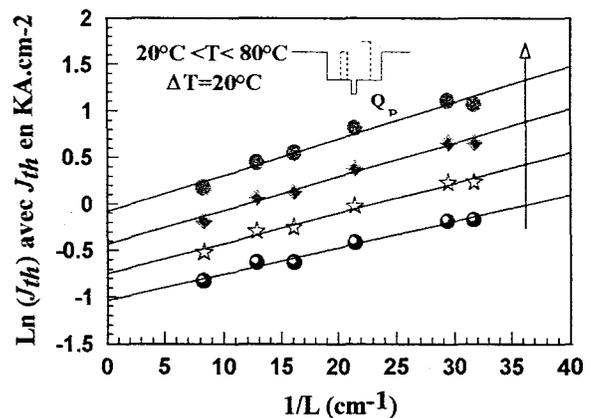
 SCH QP	$L \approx 300 \mu\text{m}$		$L \approx 600 \mu\text{m}$		$L \approx 1200 \mu\text{m}$	
	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)
G980111 (Réf. P) 20°C 80°C (240nm)	$L=280 \mu\text{m}$		$L=570 \mu\text{m}$		$L=1115 \mu\text{m}$	
	0,75	0,339	0,80	0,263	0,43	0,228
	3,14	0,222	1,85	0,191	1,28	0,157
	$T_\theta=42K$	↘ 34%	$T_\theta=50K$	↘ 27%	$T_\theta=55K$	↘ 31%
G980112 (240nm) 20°C 80°C Couche de blocage AllnAs	$L=290 \mu\text{m}$		$L=635 \mu\text{m}$		$L=1270 \mu\text{m}$	
	0,73	0,258	0,58	0,302	0,46	0,208
	2,72	0,217	1,69	0,248	1,21	0,155
	$T_\theta=45K$	↘ 16%	$T_\theta=56K$	↘ 18%	$T_\theta=62K$	↘ 25%
G980113 (240nm) 20°C 80°C Couches de blocages AllnAs + InP	$L=315 \mu\text{m}$		$L=620 \mu\text{m}$		$L=1200 \mu\text{m}$	
	0,84	0,289	0,53	0,301	0,44	0,226
	2,92	0,202	1,74	0,214	1,20	0,174
	$T_\theta=48K$	↘ 30%	$T_\theta=51K$	↘ 29%	$T_\theta=60K$	↘ 23%

Tableau A-5 : Caractéristiques statiques pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1μs/500μs)

2.2.1.2 Evolutions $\ln J_{th} = f(1/L)$ et $1/\eta_d = f(L)$

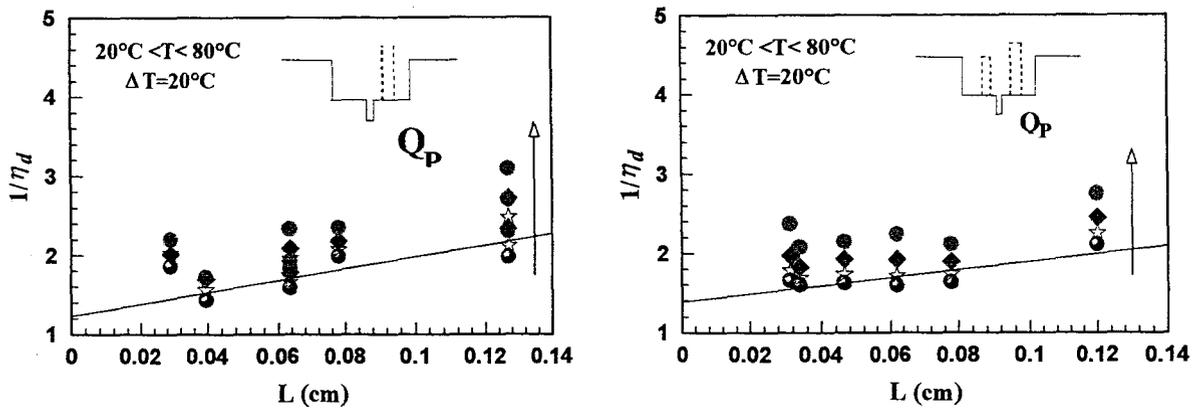


Echantillon G980112



Echantillon G980113

Figure A-5 : $\ln(J_{th}) = f(1/L)$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$



Echantillon G980112

Echantillon G980113

Figure A-6 : $1/\eta_d=f(L)$ pour $20^\circ\text{C}<T<80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

2.2.1.3 Grandeurs $J_{th\infty}$, α_i , η_i

 SCH Q _P	Référence (240nm) G980111	Couche de blocage côté électrons G980112	Couches de blocage côté électrons et trous G980113
$J_{th\infty}$ (KA.cm ⁻²)			
20°C	0,39	0,41	0,35
80°C	0,96	1,11	0,92
	$T_{0\infty}=66K$	$T_{0\infty}=60K$	$T_{0\infty}=68K$
α_i à 20°C (cm ⁻¹)	7	7	5
η_i à 20°C (%)	80	81	72

Tableau A-6 : Grandeurs extrapolées issues des P(I) des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

2.2.2 Utilisation de couches de confinement en AlGaInAs

2.2.2.1 Caractéristiques J_{th} et R_c

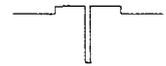
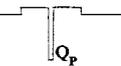
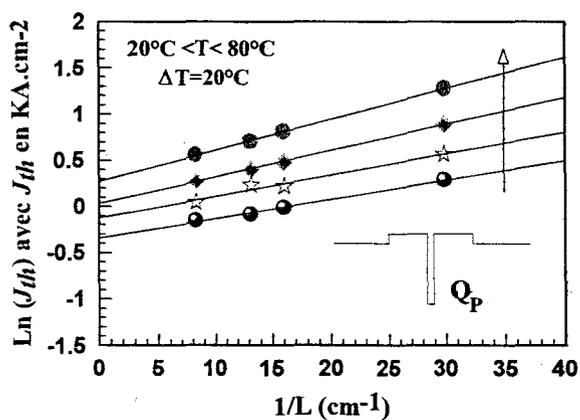
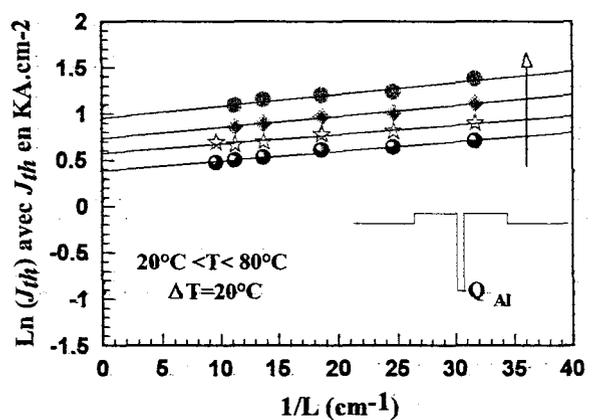
SCH Q_{Al}	$L \approx 300\mu m$		$L \approx 600\mu m$		$L \approx 1200\mu m$	
	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)
 G980111 (Réf. P) 20°C 80°C (240nm)	$L=280\mu m$		$L=570\mu m$		$L=1115\mu m$	
	0,75	0,339	0,80	0,263	0,43	0,228
	3,14	0,222	1,85	0,191	1,28	0,157
	$T_0=42K$	↘ 34%	$T_0=50K$	↘ 27%	$T_0=55K$	↘ 31%
 G980207 20°C 80°C (240nm)	$L=335\mu m$		$L=625\mu m$		$L=1210\mu m$	
	1,33	0,301	0,99	0,228	0,86	0,205
	3,57	0,220	2,25	0,167	1,74	0,146
	$T_0=61K$	↘ 27%	$T_0=73K$	↘ 27%	$T_0=85K$	↘ 29%
 G980209 20°C 80°C (240nm)	$L=315\mu m$		$L=535\mu m$		$L=1035\mu m$	
	2,03	0,310	1,84	0,294	1,60	0,196
	3,96	0,221	3,31	0,217	-*	-*
	$T_0=99K$	↘ 29%	$T_0=102K$	↘ 26%	-	-

Tableau A-7 : Caractéristiques statiques pour $20^\circ C < T < 80^\circ C$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1 μs /500 μs)

2.2.2.2 Evolutions $\ln J_{th} = f(1/L)$ et $1/\eta_d = f(L)$



Echantillon G980207



Echantillon G980209

Figure A-7 : $\ln(J_{th}) = f(1/L)$ pour $20^\circ C < T < 80^\circ C$

* Pas d'émission laser dans la gamme de courant 0-3A

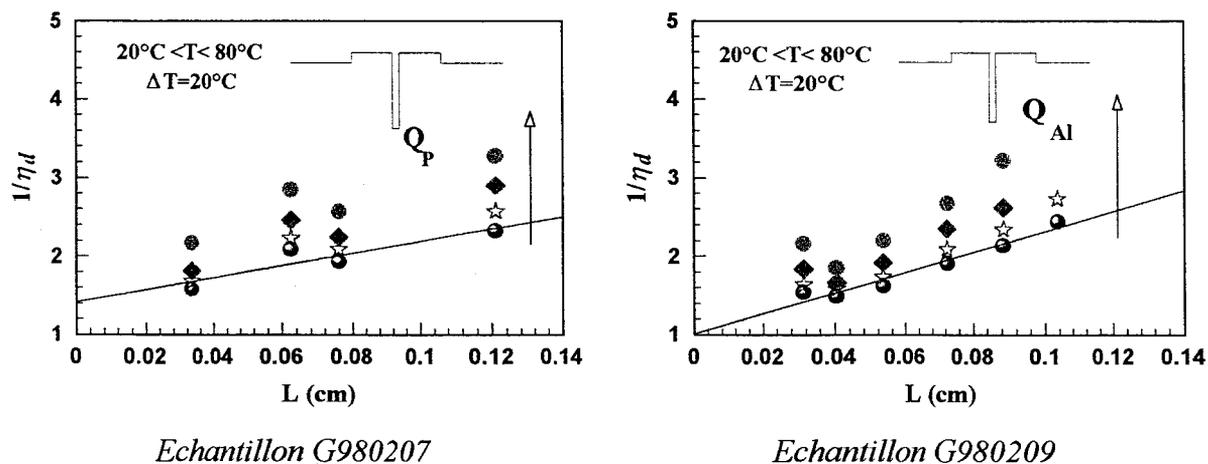


Figure A-8 : $1/\eta_d = f(L)$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsif de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

2.2.2.3 Grandeurs $J_{th\infty}$, α_i , η_i

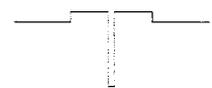
 SCH Q _{Al}	Référence (240nm) <i>G980111</i>	Puits GaInAsP (240nm) <i>G980207</i>	Puits AlGaInAs (240nm) <i>G980209</i>
$J_{th\infty}$ (KA.cm ⁻²)			
20°C	0,39	0,71	1,47
80°C	0,96	1,31	2,60
	$T_{0\infty}=66K$	$T_{0\infty}=101K$	$T_{0\infty}=106K$
α_i à 20°C (cm ⁻¹)	7	7	16
η_i à 20°C (%)	80	71	98

Tableau A-8 : Grandeurs extrapolées issues des P(I) des lasers à large contact en régime impulsif de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)

2.3 Utilisation des structures GRINSCH

2.3.1 Caractéristiques J_{th} et R_c

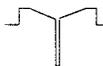
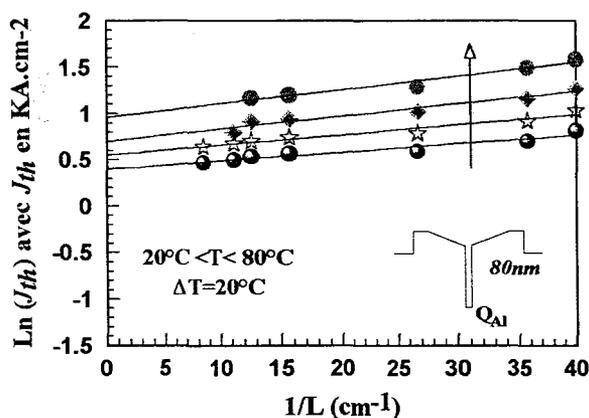
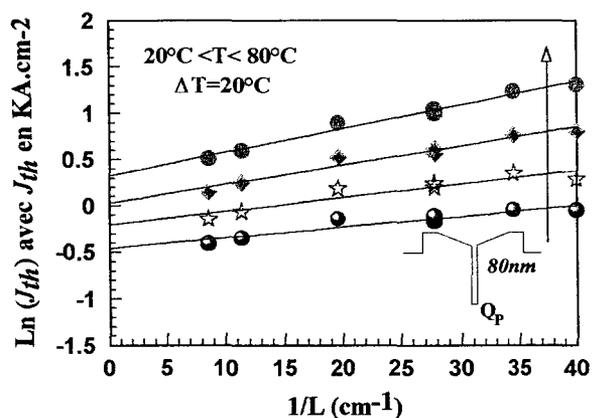
 GRINSCH Q_{Al}	$L \approx 300 \mu m$		$L \approx 600 \mu m$		$L \approx 1200 \mu m$	
	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)	J_{th} (KA.cm ⁻²)	R_c (W/A)
 G980207 20°C 80°C (240nm)	$L=335 \mu m$ 1,33 3,57 $T_0=61K$	0,301 0,220 ▼ 27%	$L=625 \mu m$ 0,99 2,25 $T_0=73K$	0,228 0,167 ▼ 27%	$L=1210 \mu m$ 0,86 1,74 $T_0=85K$	0,205 0,146 ▼ 29%
 G980509 20°C 80°C (240nm)	$L=290 \mu m$ 0,96 3,43 $T_0=47K$	0,289 0,217 ▼ 25%	$L=510 \mu m$ 0,87 2,44 $T_0=58K$	0,259 0,205 ▼ 21%	$L=1165 \mu m$ 0,67 1,67 $T_0=65K$	0,180 0,127 ▼ 29%
 G980617 20°C 80°C (240nm)	$L=295 \mu m$ 1,53 4,44 $T_0=57K$	0,297 0,184 ▼ 38%	$L=550 \mu m$ 1,28 2,76 $T_0=78K$	0,201 0,127 ▼ 37%	$L=1140 \mu m$ 1,09 - -	0,124 - -
 G980209 (SCH) 20°C 80°C (240nm)	$L=315 \mu m$ 2,03 3,96 $T_0=99K$	0,310 0,221 ▼ 29%	$L=535 \mu m$ 1,84 3,31 $T_0=102K$	0,294 0,217 ▼ 26%	$L=1035 \mu m$ 1,60 - -	0,196 - -
 G980508 20°C 80°C (240nm)	$L=280 \mu m$ 2,01 4,47 $T_0=76K$	0,238 0,158 ▼ 34%	$L=640 \mu m$ 1,76 3,32 $T_0=95K$	0,188 0,142 ▼ 24%	$L=1190 \mu m$ 1,59 - -	0,132 - -
 G980510 20°C 80°C (240nm)	$L=290 \mu m$ 1,55 4,14 $T_0=65K$	0,231 0,158 ▼ 32%	$L=695 \mu m$ 1,34 2,67 $T_0=87K$	0,218 0,161 ▼ 26%	$L=1080 \mu m$ 1,17 2,21 $T_0=95K$	0,181 0,139 ▼ 23%

Tableau A-9 : Caractéristiques statiques pour $20^\circ C < T < 80^\circ C$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1 μs /500 μs)

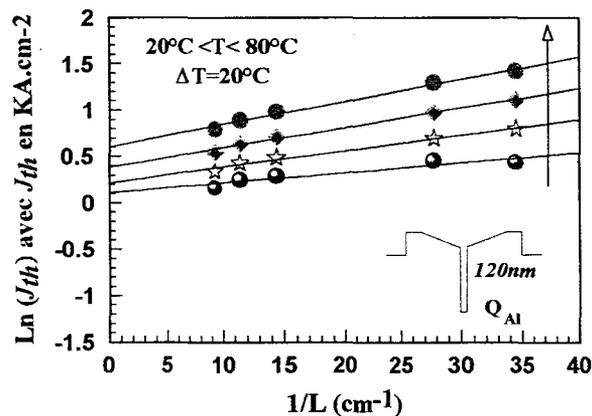
* Pas d'émission laser dans la gamme de courant 0-3A

2.3.2 Evolutions $\ln J_{th}=f(1/L)$ et $1/\eta_d=f(L)$ 

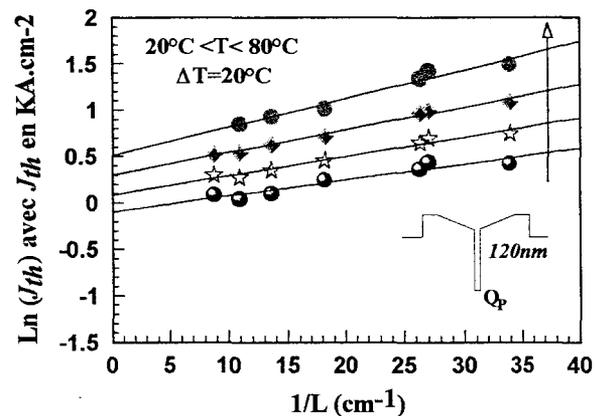
Echantillon G980508



Echantillon G980509

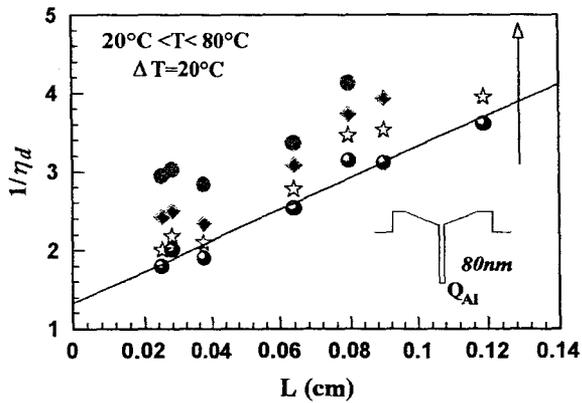


Echantillon G980510

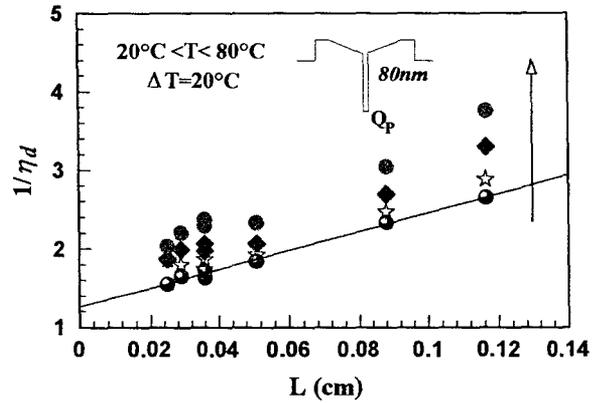


Echantillon G980617

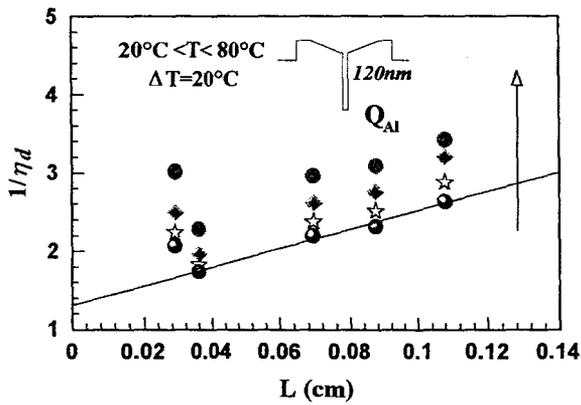
Figure 9 : $\ln(J_{th})=f(1/L)$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsif de courant ($0,1\mu\text{s}/500\mu\text{s}$)



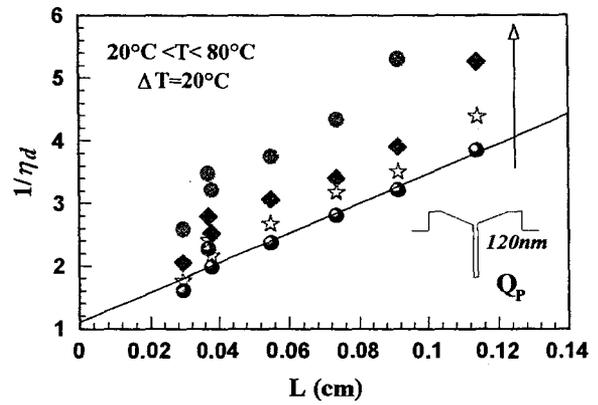
Echantillon G980508



Echantillon G980509



Echantillon G980510



Echantillon G980617

Figure A-10 : $1/\eta_d=f(L)$ pour $20^\circ\text{C} < T < 80^\circ\text{C}$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1μs/500μs)

2.3.2.1 Grandeurs $J_{th\infty}$, α_i , η_i

GRINSCH Q _{Al}	Puits GaInAsP			Puits AlGaInAs		
	 (G980207)	 (G980509)	 (G980617)	 (G980209)	 (G980508)	 (G980510)
$J_{th\infty}$ (KA.cm ⁻²)						
20°C	0,71	0,63	0,91	1,47	1,49	1,12
80°C	1,31	1,38	1,66	2,60	2,61	1,53
	$T_{0\infty}=101K$	$T_{0\infty}=77K$	$T_{0\infty}=98K$	$T_{0\infty}=106K$	$T_{0\infty}=108K$	$T_{0\infty}=121K$
α_i à 20°C (cm ⁻¹)	7	12	26	16	18	11
η_i à 20°C (%)	71	80	92	98	76	76

Tableau A-10 : Grandeurs extrapolées issues des $P(I)$ des lasers à large contact en régime impulsionnel de courant (0,1μs/500μs)

Résumé

Si l'on envisage le développement des télécommunications optiques jusque chez l'abonné ou le groupe d'abonnés, le nombre de modules de transmission va augmenter considérablement. Afin d'en diminuer le coût, l'utilisation de modules laser ne nécessitant pas de régulation en température est un des facteurs principaux. Dans cette idée, nous avons étudié l'influence de l'introduction progressive d'aluminium dans la zone active de lasers en filière InP sur le comportement en température. L'objectif recherché est de combiner les propriétés radiatives des matériaux phosphorés et de la grande discontinuité de bande de conduction des matériaux aluminés. Une analyse des tendances du comportement de ces structures ont montré qu'une diminution de la sensibilité à la température (forte température caractéristique T_0) dans les structures comportant la plus grande proportion de matériaux aluminés va de pair avec une augmentation du courant de seuil. Cette augmentation du courant de seuil a été interprétée en terme d'existence de centres non radiatifs dus aux matériaux aluminés masquant l'effet, a priori intéressant pour une faible sensibilité à la température, de la grande discontinuité de bande de conduction.

Au cours de ce travail, une méthodologie pour la croissance des épitaxies lasers à multi-puits contraints, fondée uniquement sur des mesures de photoluminescence et d'oscillations RHEED, a été développée. Une méthode originale de caractérisation par photoconductivité en illumination par la tranche a permis de déterminer la nature de la contrainte des puits des structures lasers et de remonter, en s'appuyant sur un modèle simplifié de calcul de structure de bande, à la valeur de cette contrainte. Un banc de caractérisation a également été conçu et automatisé pour relever, en fonction de la température, les tracés de puissance optique en fonction du courant injecté dans les lasers.

Temperature sensitivity of alumino-phosphorous multi-quantum well laser structures on InP substrate

With the deployment of optical telecommunications up to the subscriber or the subscriber group, the number of the transmission modules will increase significantly. In order to decrease their cost, the uncooled lasers are attractive devices. So, we have studied the influence of the aluminium incorporation in the active zone of InP based lasers on temperature behaviour. The main goal is to combine the radiative properties of phosphorous material and the high conduction band discontinuity of aluminium material. The analyse of the temperature behaviour of all structures shows that the characteristic temperature increases for structures included large aluminium material proportion with an increase of the threshold current. This increase of threshold current has been explained in terms of non radiative centres due to the aluminium material. The advantageous effect of the high conduction band discontinuity of aluminium materials, under high temperature operation, has been hidden by the presence of non radiative centres.

During this work, a methodology for the growth of strained multi-quantum well laser structures, based on photoluminescence measurement and on RHEED oscillations, has been developed. An original characterisation technique by photocurrent spectroscopy under side illumination allowed to define the kind of well strain and to obtain, with a simple model of band structure, the value of the well strain. Another characterisation has been conceived and automated in order to collect the optical power versus current curves depending on device temperature.

Discipline : Electronique

Mots clés : Semiconducteurs III/V, Epitaxie par jets moléculaires, Photoluminescence, Photoconductivité ou spectroscopie de photocourant, Lasers à multi-puits quantiques, Sensibilité à la température des lasers, Filière GaInAsP/InP, Filière AlGaInAs/InP*

Laboratoire : Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, Université de Lille I, BP 69, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex

