

UNIVERSITE SAAD DAHLAB DE BLIDA

Faculté des Sciences
Département de Physique

MEMOIRE DE MAGISTER

Spécialité : Physique des matériaux et composants

**Modélisation et étude d'un puits quantique contraint à
base de $Ga_xIn_{1-x}As/GaAs$ et calcul du courant de seuil**

Par

BOUAIED Hadda

Devant le jury composé de :

Mr. M A. Benamar	Maître de conférences A, U. de Blida	Président
Mr. K. Ferdjani	Professeur, U. de Blida	Examineur
Mr. N. Tabti	Maître de conférences A, U. de Blida	Examineur
Mr. A. Aissat	Maître de conférences A Habilité, U. de Blida	Rapporteur

Blida, juillet 2011

RESUME

Ce travail porte sur l'étude d'une structure laser à base d'un puits quantique contraint " $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ", en vue de l'obtention de la longueur d'onde 980 nm, utilisée pour le pompage d'amplificateurs à fibres optiques dopées erbium. Nous avons étudié l'effet de la contrainte sur la structure de bande, calculé la longueur d'onde d'émission et le gain optique en fonction de la largeur du puits et les compositions x (Gallium), en prenant en compte l'influence de la température, la largeur du puits et l'injection. On a calculé également la densité du courant de seuil, en étudiant l'influence de la composition du gallium ainsi que la largeur de la zone active et la température.

ملخص

هذا العمل يحتوي على دراسة لبنية ليزر متكونة من بئر كمومي مضغوط $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ من أجل الحصول على طول الموجة 980 نانومتر لقد قمنا بدراسة تأثيرا لتقلص على البنية الطاقوية وحساب طول الموجة ثم حساب الكسب الضوئي بدلالة عرض البئر ونسبة القاليوم بأخذ بعين الاعتبار تأثير التقلص درجة الحرارة عرض البئر و كمية ضخ الالكترونات, قمنا أيضا بحساب عتبة التيار و دراسة تأثير نسبة القاليوم, عرض البئر أيضا درجة الحرارة على كثافة عتبة التيار.

ABSTRACT

This work concerns the study of laser structure based on the strained quantum well, in order to obtain the wavelength 980 nm used for pumping Erbium Doped Fiber Amplifier.

We have studied the effect of strain in the band structure and calculated the emission wavelength, the optical gain as a function of well width and compositions of gallium, taking into account the influence of the well width, the carrier density and the temperature. We calculated also the threshold current and studied the influence of the composition of the gallium, the width of the quantum well and the temperature.

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au laboratoire LASICOM au niveau de département de physique, faculté des sciences, "université Saad Dahlab".

Il m'est agréable d'exprimer ma profonde reconnaissance à monsieur Aissat Abdelkader, docteur à l'université de Blida pour ses encouragements, de son expérience dans l'orientation et la direction de ce travail.

Nous remercions également monsieur BENAMAR Mohamed amine, de nous faire l'honneur de s'intéresser à nos travaux et de présider le jury de ce mémoire.

J'exprime de même mes remerciements les plus sincères aux honorables membres de jury Monsieur FERDJANI Kais professeur à la faculté des sciences de l'université de Blida et Monsieur TABTI Nouredine maître de conférence au département de physique, faculté des sciences de l'université de Blida.

TABLE DES MATIERES

RESUME.....	
REMERCIEMENTS.....	
TABLE DES MATIERES.....	
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX.....	
INTRODUCTION.....	15
CHAPITRE 1 : NOTIONS FONDAMENTALES.....	17
1.1 Introduction.....	17
1.2 Intérêt des semi-conducteurs III-V.....	17
1.3 Propriétés physiques des semi-conducteurs III-V.....	18
1.3.1 Structure cristalline.....	18
1.3.2 Zone de Brillouin.....	19
1.3.3 Groupe de symétrie.....	20
1.4 Les propriétés électroniques.....	21
1.5 Structure de bandes et Bande interdite	21
1.5.1 Bande interdite	21
1.5.2 Bandes interdites des principaux composés III-V.....	22
1.6 Masse effective.....	23
1.6.1 Masse effective des électrons.....	23
1.6.2 Masse effective des trous.....	23
1.7 Loi de Végard.....	25
1.8 Hétérostructure.....	25
1.8.1 Notion d'épitaxie.....	25
1.8.2 Epaisseur critique.....	26
1.9 Système à puits quantique.....	26

1.10.1 Puits quantique de type I.....	26
1.10.2 Puits quantique de type II.....	27
1.10.3 Puits quantique de type III.....	28
1.10 Conditions d'apparition de l'effet quantique.....	28
1.11 Conclusion.....	29

CHAPITRE 2 : DETERMINATION DE LA LONGUEUR D'ONDE D'EMISSION

2.1 Introduction.....	30
2.2 Etude de l'hétérostructure $Ga_xIn_{1-x}As/GaAs$	30
2.2.1 Déformation dans une couche épitaxie.....	30
2.2.2 Formalisme.....	31
2.3 Effets de la contrainte sur la structure de bande.....	32
2.4 Effets de la contrainte sur la bande interdite.....	33
2.5 Calcul de décalage de bande de l'hétérostructure $Ga_xIn_{1-x}As / GaAs$	33
2.6 Variation du gap en fonction de la température.....	38
2.7 Calcul de l'épaisseur critique.....	39
2.8 Calcul de l'énergie de quantification :.....	40
2.8.1 Méthode de détermination des niveaux quantiques contraints.....	40
2.8.2 Modèle à une bande développée par Ben-Daniel et Duke.....	42
2.8.3 Organigramme de calcul.....	44
2.9 Spectre d'énergie :.....	46
2.9.1 Influence de la largeur du puits.....	46
2.9.2 Influence de composition x.....	49
2.9.3 Energie de transition.....	49
2.10 Longueur d'onde d'émission :.....	51
2.10.1 Influence de la contrainte sur la longueur d'onde :.....	52
2.10.2 Choix des couples (x, L_p) pour l'obtention de $\lambda=980nm$	52
2.11 Conclusion.....	53
 CHAPITRE 3 : CALCUL DU GAIN OPTIQUE.....	 54
3.1 Introduction.....	54
3.2 Onde électromagnétique :.....	54

3.2.1 Les équations de Maxwell.....	54
3.2.2 L'indice de réfraction.....	55
3.2.3 Guide de lumière plan à trois couches.....	55
3.2.4 Les modes de propagations : Mode TE et TM.....	56
3.3 Principe de fonctionnement du laser :.....	57
3.3.1 Interactions rayonnement-matière.....	57
3.3.2 Seuil de transparence, inversion de population.....	58
3.3.3 Gain du milieu et Spectre laser.....	59
3.3.4 Coefficients d'Einstein et condition d'amplification d'un faisceau optique.....	59
3.4 Gain optique dans un puits quantique :.....	61
3.4.1 Règle de conservation de vecteur d'onde.....	61
3.4.2 Densité d'état réduite.....	62
3.4.3 L'expression du gain avec conservation du vecteur d'onde.....	63
3.4.4 Organigramme de calcul.....	64
3.5 Spectre du gain :.....	66
3.5.1 Gain mode TE et TM.....	66
3.5.2 Influence de l'injection.....	66
3.5.3 Influence de la largeur du puits.....	67
3.5.4 Influence de la contrainte.....	69
3.5.5 Influence de dopage.....	70
3.5.6 Influence de la température.....	70
3.5.7 Evolution du gain max en fonction de l'injection.....	71
3.6 Conclusion.....	72
 CHAPITRE 4 : CALCUL DU COURANT DE SEUIL.....	 73
4.1 Introduction.....	73
4.2 Cavité laser.....	73
4.3 Oscillation laser.....	74
4.4 Facteur de confinement optique.	76
4.5 Indice de réfraction.....	77
4.6 Les mécanismes des recombinaisons des porteurs.....	78
4.7 Densité de courant de seuil J_{seuil}	79
4.8 Conclusion.....	83

CONCLUSION GENERALE.....	84
APPNDICE A.....	86
APPENDICE B.....	89
REFERENCES.....	93

LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 1.1	Structure cristalline Zinc Blende.....	19
Figure 1.2	Première zone de Brillouin d'un cristal Zinc Blende.....	20
Figure 1.3	Bandes interdites des principaux composés III-V en fonction des paramètres de cristallines [9].....	22
Figure 1.4	Schéma d'une structure type I.....	27
Figure 1.5	Schéma d'une structure type II.....	28
Figure 1.6	Schéma d'une structure type III.....	28
Figure 2.1	Représentation schématique de la structure de bande d'un matériau (a) non contraint, (b) soumis à une contrainte biaxiale compressive, et (c) tensile.....	32
Figure 2.2	Effet de la contrainte sur l'énergie de la bande interdite de l'alliage GaInAs.....	33
Figure 2.3	Bande de valence et de conduction pour le cas non contraint de l'hétérostructure $Ga_xIn_{1-x}As / GaAs$	35
Figure 2.4	Décalage des bandes valence et conduction (cas non contraint) en fonction de la composition x du Gallium.....	36
Figure 2.5	Bande de valence et de conduction pour le cas contraint de l'hétérostructure $Ga_xIn_{1-x}As / GaAs$	36

Figure 2.6	Décalage des bandes valence (trous lourds, trous légers) et conduction (cas contraint) en fonction de la composition x du Gallium.....	37
Figure 2.7	Variation de l'énergie des bandes interdites en fonction de la composition x du Gallium pour le système $Ga_xIn_{1-x}As$ / GaAs.....	37
Figure 2.8	Variation du gap en fonction de la température.....	39
Figure 2.9	Variation de l'épaisseur critique d'après Matthews et Blakeslee en fonction de x (compositions du gallium).....	40
Figure 2.10	Puits quantique unique de profondeur V_0	41
Figure 2.11	Energie de quantification (électrons, trous lourds, trous légers) en fonction de largeur de puits (pour $n=1$, $x=0.75$).....	46
Figure 2.12	Energies de quantification des électrons($x=0.7$, 4 niveaux).....	47
Figure 2.13	Energies de quantification des trous lourds ($x=0.7$, 8 niveaux).....	48
Figure 2.14	Energies de quantification des trous légers pour ($x=0.7$, 1 niveau).....	48
Figure 2.15	Energie de quantification des électrons en fonction de la largeur du puits pour ($x= 0.6, 0.7, 0.8$).....	49
Figure 2.16	Energie de transition électrons-trous lourds (E_{e-hh}), électrons-trous légers (E_{e-lh}) pour $x=0.70$	50
Figure 2.17	Energie de transition en fonction de la largeur du puits pour différentes compositions du gallium ($x=0.7, 0.8, 0.9$).....	51

Figure 2.18	Variation de la longueur d'onde en fonction de largeur du puits pour ($x=0.7$, $n=1$).....	51
Figure 2.19	Variation de la longueur d'onde en fonction de largeur du puits pour différentes compositions du gallium.....	52
Figure 2.20	Choix des couples (x , L_p) pour l'obtention de longueur d'onde $\lambda=980$ nm.....	53
Figure 3.1	Schéma d'un Guide d'onde diélectrique plan.....	56
Figure 3.2	Schéma de principe d'un laser à semi-conducteurs à pompage électrique.....	57
Figure 3.3	Interactions mises en jeu dans le milieu amplificateur : (a) l'émission spontanée, (b) l'absorption et (c) l'émission stimulée.....	58
Figure 3.4	Gain (mode TE et TM) en fonction de la longueur d'onde pour $x=0.68$, $L_p=70$ Å, $N_i=(2, 4, 6, 8, 10) \cdot 10^{+18} \text{cm}^{-3}$	66
Figure 3.5	Evolution du gain optique mode TE en fonction de la longueur d'onde de la structure $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ avec $L_p=70$ Å pour différentes injections.....	67
Figure 3.6	Evolution du gain optique mode TE en fonction de la longueur d'onde pour la structure $\text{Ga}_{0.69}\text{In}_{0.31}\text{As}/\text{GaAs}$ avec $N=4 \cdot 10^{+18} \text{cm}^{-3}$ et $T=300\text{K}$, pour: a) $L_p < 60$ Å et b) $L_p > 60$ Å.....	68
Figure 3.7	Evolution du gain optique mode TE en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentrations du gallium avec ($L_p=85$ Å, $N=6 \cdot 10^{+18} \text{cm}^{-3}$).....	69

Figure 3.8	Influence de dopage sur le spectre du gain optique mode TE pour la structure $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ ($L_p=70\text{\AA}$, et $N=8.10^{+18}\text{cm}^{-3}$).....	70
Figure 3.9	Influence de la température sur le spectre du gain optique mode TE pour la structure $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ avec largeur du puits $L_p=70\text{\AA}$, et $N=8.10^{+18}\text{cm}^{-3}$	71
Figure 3.10	Maximum du gain en fonction de la densité des porteurs pour différentes largeurs du puits.....	72
Figure 4.1	Facteur de confinement en fonction de l'épaisseur de la couche active.....	77
Figure 4.2	Indice de réfraction de la couche active $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ En fonction de la longueur d'onde pour différentes concentrations du gallium.....	78
Figure 4.3	Recombinaison non radiative par les processus non radiative sur les défauts(S-R-H) et Auger.....	79
Figure 4.4	Evolution de la densité de courant de seuil en fonction de la largeur du puits pour (1) $\text{Ga}_{0.66}\text{In}_{0.34}\text{As}$, (2) $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{As}$ à $T=300\text{K}$	80
Figure 4.5	Evolution de la densité du courant de seuil en fonction de la largeur du puits pour la structure $\text{Ga}_{0.66}\text{In}_{0.34}\text{As}$ à $T=300\text{K}$	81
Figure 4.6	Evolution de la densité de courant de seuil en fonction de la largeur du puits pour $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{As}$ pour différentes températures.....	81
Tableau 1	Paramètres expérimentaux de données par [17].....	38
Tableau 2	Densité de courant de seuil pour plusieurs couple (x, L_p).....	83

Organigramme 1	Calcul et tracé les énergies de quantification et de transition en fonction de L_p (largeur du puits).....	45
Organigramme 2	Calcul du gain optique et le gain max	65

INTRODUCTION

Durant les dernières décennies les lasers à semi-conducteur se sont imposés dans le domaine des télécommunications et sont devenues les éléments clefs dans un nombre croissant d'applications principalement dans la communication par fibre optique et le stockage de données.

Dans le domaine de télécommunication, les sources laser à 980nm sont indispensables au pompage des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA : Erbium Doped Fibre Amplifier) [1, 2, 3].

Les lasers à puits quantique ont des caractéristiques d'émission (longueur d'onde, largeur de raie et intensité d'émission) qui dépendent fondamentalement de la composition et de l'épaisseur des puits et de barrières ainsi que des contraintes internes dues notamment aux désaccords paramétriques un des enjeux majeurs de la recherche en optoélectronique [4].

Le développement des diodes lasers à puits quantiques contraints $Ga_xIn_{1-x}As / GaAs$ en vue de pompage d'amplificateur à fibre de silice dopée erbium, nécessite de réaliser des composants qui présentent simultanément une émission à 980nm, une divergence du faisceau émis aussi réduite que possible et une densité de courant de seuil aussi faible que possible [5].

Les travaux rapportés dans ce mémoire concernent la modélisation et l'étude du puits quantique contraint à base de $Ga_xIn_{1-x}As/GaAs$. Le but de notre étude est de déterminer l'ensemble des couples (largeur et composition du puits quantique) permettant à une diode laser à base de $Ga_xIn_{1-x}As/GaAs$ d'émettre à 980 nm au seuil et d'analyser les variations de la densité de courant de seuil qui lui sont associés.

Mon manuscrit de mémoire est composé de quatre chapitres. Le premier chapitre porte sur la présentation des propriétés fondamentales de la structure à puits quantique (couche active et barrière), nous y décrivons la notion physique de la contrainte et d'épaisseur critique.

Au cours du second chapitre nous commencerons par le calcul du décalage des bandes et la bande interdite contrainte du puits quantique, ensuite nous déterminerons les énergies de quantification et de transition en fonction de la largeur du puits, ainsi que la longueur d'onde d'émission.

Le troisième chapitre porte sur la détermination du spectre du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission en prenant en compte l'influence de la largeur du puits, l'injection, la contrainte et la température. Nous déterminerons également les courbes du gain max en fonction de l'injection.

Au dernier chapitre nous calculerons le courant de seuil et l'influence des différents paramètres qui définissent la structure de la diode laser et délimitent les domaines de valeurs de ces paramètres qui conduisent à un faible courant de seuil.

CHAPITRE 1

NOTIONS FONDAMENTALES

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous définirons les propriétés cristallines des composés ternaires III-V (paramètre de maille, bande interdite, structure cristalline, groupe de symétrie, masse effective), ensuite nous décrirons la notion physique de l'épitaxie de ces structures, les contraintes résultants, la notion de relaxation et la déformation puis l'épaisseur critique ainsi que la description du puits quantique rectangulaire (type I, type II, type III).

1.2 Intérêt des semi-conducteurs

Les composants récepteurs de la lumière ne peuvent être utilisés que dans le domaine d'absorption du semiconducteur, donc pour des fréquences supérieures à la fréquence qui correspond à l'énergie du gap du matériau. Par exemple GaAs dont le gap est de 1.414 eV à température ambiante ne peut détecter des photons d'énergie plus faible. La longueur d'onde de ces photons (0.87 μm) est dans le spectre proche infrarouge du rayonnement.

Les composants émetteurs de la lumière font intervenir généralement des transitions bande à bande, le rayonnement émis est relativement monochromatique et l'énergie des photons émis est proche de celle du gap du matériau, Certaines transitions mettent en jeu des niveaux d'impuretés, dans ce cas le spectre d'émission dépend aussi du dopant.

La connaissance du gap du matériau est donc un paramètre déterminant pour la réalisation de composants optoélectroniques, qu'ils soient récepteurs ou émetteurs de la lumière. La nature de la transition directe ou indirecte, conditionne

le rendement quantique externe, c'est-à-dire le rendement total du composant optoélectronique.

Les différents matériaux utilisés à l'heure actuelle permettent de couvrir pratiquement tout le spectre visible et proche infrarouge.

Les matériaux les plus utilisés sont les semi-conducteurs III-V et II-IV. L'intérêt pratique de ces semi-conducteurs vient du fait qu'il est possible de fabriquer des alliages ternaires ou quaternaires par substitution partielle d'un élément par un autre élément de la même colonne, et par conséquent obtenir des matériaux dont la largeur de bande interdite est variable.

Les matériaux sont par exemple des alliages ternaires $Ga_xIn_{1-x}As$, $Ga_xAl_{1-x}As$,... ou quaternaires $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$, $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$. La variation de composition entraîne aussi une variation de paramètre de maille et des propriétés électroniques du semi-conducteur comme la mobilité, la masse effective des porteurs et la densité d'états des bandes de valence et de conduction [6].

1.3 Propriétés physiques des semi-conducteurs III-V

1.3.1 Structure cristalline

La plupart des matériaux III-V cristallisent dans la structure sphalérite dite "Zinc Blende" présentée sur la figure (1.1) Cette structure est constituée de deux sous réseaux cubique face centrée (CFC), l'un d'éléments III et l'autre d'éléments V, décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale, c'est-à-dire de $3a/\sqrt{4}$ [111], où a représente le paramètre de maille du matériau.

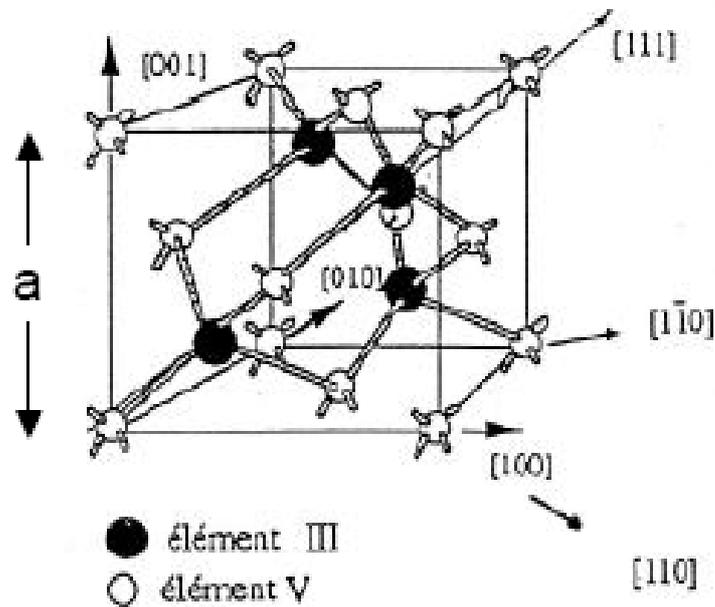


Figure 1.1 : Structure cristalline Zinc Blende.

De ce fait, dans les matériaux III-V, les liaisons atomiques ne sont pas simplement covalentes comme dans le silicium mais elles reposent sur le transfert d'électrons des atomes du groupe V sur ceux du groupe III. Dans le cas du phosphore d'indium, le phosphore possède cinq électrons périphériques et l'indium trois. Dans le cristal, chaque atome de phosphore est entouré de quatre atomes d'indium, et chaque atome d'indium est entouré de quatre atomes de phosphore. Il se produit alors un échange d'électrons, et le cristal se construit avec les ions Ga^+ et In^- , qui ont tous quatre électrons périphériques. Cette répartition est à l'origine du caractère partiellement ionique et partiellement covalent des liaisons (semi-conducteurs polaires), qui sont orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier.

1.3.2 Zone de Brillouin

Rappelons que la zone de Brillouin des réseaux CFC à la forme d'un octaèdre tronqué par les six faces d'un cube [6], comme cela est illustré sur la figure (1.2). Elle présente un centre de symétrie à l'origine (noté Γ) et des axes de symétrie :

- Les axes $\langle 100 \rangle$ à symétrie d'ordre 4 (X),
- Les axes $\langle 111 \rangle$ à symétrie d'ordre 6 (L),
- Les axes $\langle 011 \rangle$ à symétrie d'ordre 2 (K).

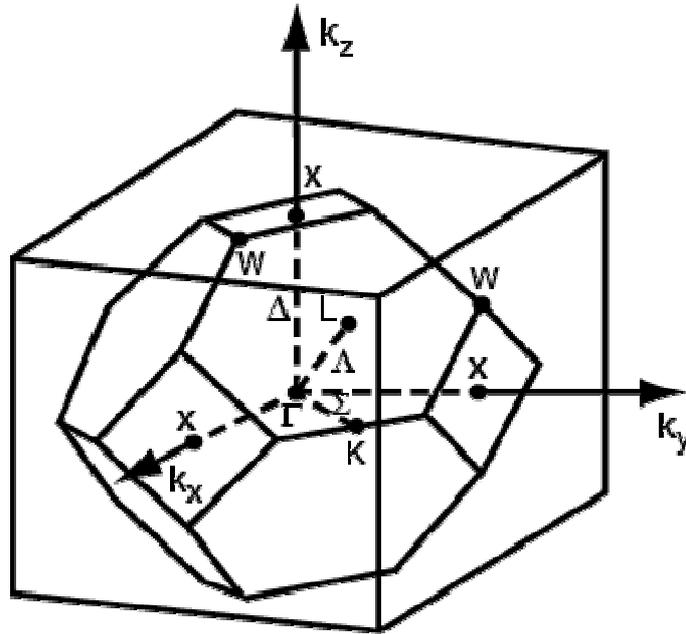


Figure 1.2 : Première zone de Brillouin d'un cristal Zinc Blende.

Les points de rencontre de chacun de ces axes avec les frontières de la zone de Brillouin jouent un rôle essentiel dans la théorie des bandes. On les note généralement de la manière suivante :

Points X de coordonnées $(2\pi/a, 0, 0)$ sur les axes $[100]$.

Points L de coordonnées $(\pi/a, \pi/a, \pi/a)$ sur les axes $[111]$.

Points K de coordonnées $(0, 3\pi/2a, 3\pi/2a)$ sur les axes $[011]$.

1.3.3 Groupe de symétrie

Le groupe de symétrie ponctuel de la structure du zinc blende ne comporte pas tous les éléments de symétrie du groupe ponctuel du réseau à faces centrées, il ne comporte que la moitié des 48 éléments de symétrie du groupe $(O_h)(m\bar{3}m)$. de tous les éléments de symétrie du groupe $(oh)(m\bar{3}m)$. de tous les éléments de symétrie du groupe (O_h) ,24 éléments seulement assurent l'invariance du tétraèdre, ils sont $\{E, C_2^2(3), C_3(8), IC_2(6), C_4(6)\}$, le groupe ponctuel du tétraèdre est

T_d , qui ne comporte pas de centre d'inversion, le groupe spatial du réseau de la zinc blende est T_d^2 ou F_{43m}^- , ils ne comporte pas de translations et comporte des rotations avec réflexion par rapport à un plan [7].

1.4 Les Propriétés électroniques

Les composées binaires III-V présentent huit électrons de valence par maille élémentaire qui participent aux liaisons chimiques. Les électrons du cœur sont stables, fortement liés à leur noyau respectif et ne contribuent que très peu dans les propriétés électriques et ne contribuent pas aux propriétés optiques. Les huit électrons de valence des composés III-V participent à des liaisons tétraédriques entre un type d'atome et ses quatre plus proches voisins.

1.5 Structure de bandes et Bande interdite (le gap)

1.5.1 Structure de bandes

Les semi-conducteurs sont caractérisés par un écart en énergie entre la bande de conduction et la bande de valence appelée bande interdite ou gap, Plus cet écart est important, plus le matériau est isolant. L'apport énergétique nécessaire à la transition est souvent fourni par un photon ou par une excitation électrique. Inversement, ce gap équivaut à l'énergie du photon émis par le système lors de la recombinaison (électron, trou). Sur ces transitions (électrons-trous) sont basés les systèmes d'émission ou de détection de photons (diodes, laser ou photodétecteurs).

Les composés III-V possèdent en général un gap dit direct, ou le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont pour un même point k de la zone de Brillouin. Seul GaP possède un gap indirect comme le Si, le minimum de la zone de conduction étant au point X. Un gap direct favorise les phénomènes de recombinaisons des porteurs par émission de photons et donc est à la base de l'intérêt de ces matériaux pour l'optoélectronique. La largeur de cette bande interdite directe (et donc la longueur d'onde des photons associés) varie en fonction de la composition des alliages mais aussi de la température [8].

1.5.2 Bandes interdites des principaux composés III-V

La figure (1.3) montre les bandes interdites E_g des principaux composés III-V en fonction des paramètres cristallins a_0 . En continu sont représentées les bandes interdites directes et en tirets les bandes interdites indirectes, les discontinuités correspondent au changement de structures.

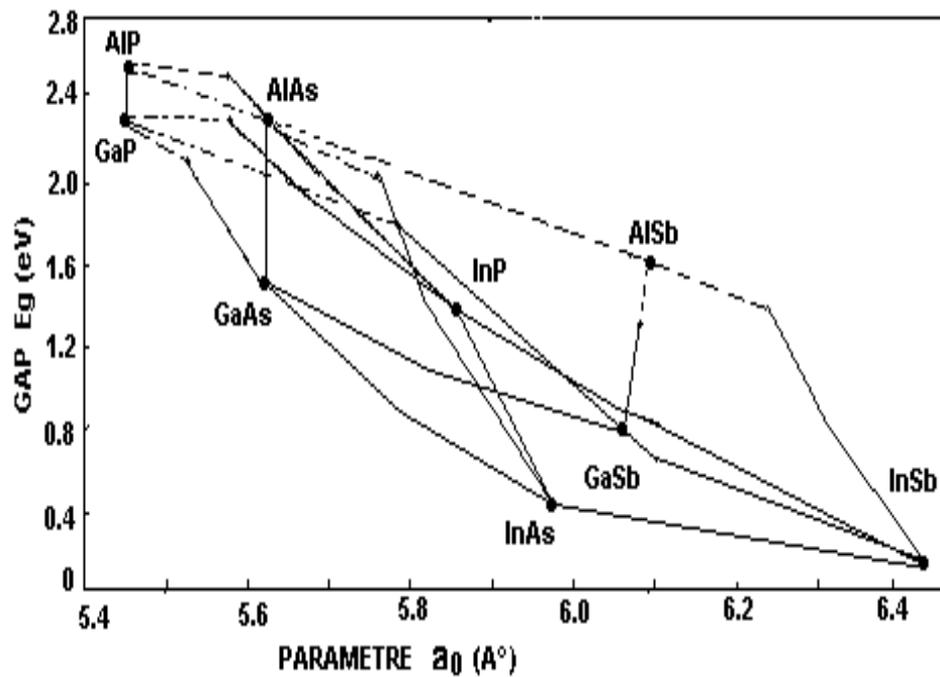


Figure 1.3 : Bandes interdites des principaux composés III-V en fonction des paramètres de cristallines [9].

Ce diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de la bande interdite, et donc les propriétés optiques, varient dans une large gamme.

Il existe cependant une contrainte importante pour la fabrication de ces matériaux qui sont réalisés en couches minces par croissance épitaxiale sur un substrat binaire, le paramètre cristallin doit être très proche de celui du substrat. Le diagramme de la figure (1.3) permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être épitaxie en couche mince sur des substrats binaires.

1.6 Masse effective

1.6.1 Masse effective des électrons

Un électron dans la bande de conduction est caractérisé par une fonction d'onde qui est une somme d'ondes de Bloch d'orbitales antiliantes. En termes corpusculaires, c'est une particule dans un potentiel cristallin. On représente cette particule quasi-libre de charge $-e$ et de masse m_0 , par une quasi-particule libre de charge $-e$ et de masse effective m_e^* qu'on appelle masse effective de l'électron.

La masse effective des électrons est inversement proportionnelle à la dérivée seconde de la courbe de dispersion de l'énergie $E(k)$ dans l'espace \vec{k} .

Son expression est donnée par :

$$m_e^* = \frac{\hbar^2}{d^2E/dk^2} \quad (1.1)$$

Cette équation est importante car elle montre que nous pouvons considérer l'électron dans un extremum de bande comme pouvant se déplacer comme un électron libre qui aurait une masse différente. Cette approximation s'appelle approximation de la masse effective. Elle est très puissante car cette approximation a comme conséquence qu'un modèle particulièrement simple peut être appliqué, vu que l'électron se comporte comme une particule libre.

1.6.2 Masse effective des trous

La masse effective des trous est définie comme pour les électrons, mais la bande de valence des semi-conducteurs cubiques est composée de deux branches dégénérées en $k=0$.

Les énergies des trous sont comptées positivement vers le bas. La bande de plus grande courbure, bande inférieure, correspond à des trous de masse effective inférieure (trous légers). La bande correspondante s'appelle bande de trous légers et la bande de plus faible courbure, bande supérieure, s'appelle bande des trous lourds.

Dans le cas d'un semi-conducteur à gap direct, la bande de conduction est univallée, centrée en $k_0=0$ et isotrope au voisinage de k_0 . Si on appelle E_c l'énergie minimum, l'expression $E(k)$ s'écrit :

$$E(k) = E_c + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E(k)}{\partial k^2} k^2 \quad (1.2)$$

Où, compte tenu de la définition de la masse effective (équation 1.1)

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (1.3)$$

Ainsi l'électron au voisinage du minimum de la bande de conduction se comporte comme un électron libre de masse m_e^* . Dans la mesure où la courbure de la bande de conduction varie peu au voisinage du minimum, la masse effective est constante et par suite l'énergie $E(k)$ varie quadratiquement en fonction du vecteur d'onde k .

Cette loi de variation constitue ce que l'on appelle l'approximation des bandes paraboliques. Lorsque l'énergie cinétique des électrons devient très importante, l'électron s'éloigne de E_c dans l'espace des énergies, sa masse varie, et l'approximation parabolique n'est plus justifiée.

Si le semi conducteur est à gap indirect, la bande de conduction est multivallée et anisotrope avec plusieurs minima équivalents situés en différents points de la zone de Brillouin. Les surfaces d'énergies constantes au voisinage des minima k_0 sont des ellipsoïdes. Les expressions des masses effectives sont données par :

$$m_{l}^* = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k_l^2} \quad m_{t}^* = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E / \partial k_t^2} \quad (1.4)$$

m_l^* est la masse effective de l'électron de la vallée considérée, dans son mouvement suivant l'axe de révolution de l'ellipsoïde, est appelée masse effective longitudinale.

m_t^* est la masse effective de l'électron dans son mouvement dans le plan perpendiculaire à l'axe de révolution, est appelée masse effective transverse [7].

1.7 Loi de Vègard

Lorsqu'on réalise une structure ternaire et quaternaire, les paramètres matériaux sont calculés par la loi de Vègard.

Les matériaux ternaires sont formés à partir de deux matériaux binaires AC et BC ayant un élément commun. Si x est la concentration en A, $(1-x)$ est la concentration en B, un paramètre de matériau P de ce ternaire varie selon une loi linéaire, fonction du paramètre A et de celui de B [11] :

$$P(x) = (1-x)P_{AC} + x P_{BC} \quad (1.5)$$

Pour un alliage ternaire de type $Ga_xIn_{1-x}As$, le paramètre de maille a_{InGaAs} s'écrira :

$$a_{GaInAs} = x \cdot a_{GaAs} + (1-x) a_{InAs} \quad (1.6)$$

Où a_{GaAs} et a_{InAs} sont respectivement les paramètres de maille des deux binaires GaAs et InAs.

1.8 Hétérostructure

1.8.1 Notion d'épitaxie

L'épitaxie est souvent réalisée entre deux matériaux de structures cristallines identiques, et dont les paramètres de maille sont peu différents, Si la différence est faible, on observe une épitaxie dite cohérente ; le matériau déposé s'adapte à la distance entre plan atomique du substrat, et se déforme suivant les lois de l'élasticité.

Lorsque l'énergie élastique ainsi emmagasinée devient grande, on observe une relaxation des contraintes de désaccord de maille, soit par génération de défaut à l'interface, soit par un changement de la morphologie de la couche (formation d'îlots). L'apparition de ces défauts dégrade les propriétés électroniques du matériau.

1.8.2 Epaisseur critique

Il est bien connu que lors d'une croissance épitaxiale, quand le désaccord de maille entre le substrat et la couche épitaxiale est faible ($\Delta a < 2\%$), les premières couches déposées s'accommodent élastiquement au paramètre du

substrat et le résultat est la formation d'une couche contrainte [12]. Cependant, quand l'épaisseur de la couche déposée augmente, l'énergie élastique due à la contrainte devient tellement grande qu'il va exister une épaisseur critique, au-delà de laquelle l'équilibre élastique est rompu et il devient énergiquement favorable aux dislocations d'apparaître dans la couche.

Donc deux cas peuvent se présenter :

- Si $L < L_c$ l'épaisseur de la couche active est inférieure à une certaine épaisseur L_c appelée l'épaisseur critique, le paramètre de maille du matériau couche épitaxiée peut s'adapter à celui du substrat dans le plan de croissance grâce à une déformation élastique tétragonale de sa maille cristalline.
- Si $L > L_c$ des dislocations s'introduisent, on a une relaxation partielle.

1.9 Système à puits quantique

Les puits quantiques ont été définis jusqu'à présent comme constitués d'une couche d'un matériau de faible bande interdite et d'épaisseur faible, compris entre deux couches de bande interdite plus élevée.

En réalité, les valeurs relatives des affinités électroniques et des énergies de bandes interdites des matériaux utilisés peuvent conduire à des systèmes énergétiques différents et on est amené à faire la distinction entre trois types de puits quantique :

1.9.1 Puits quantique de type I

La représentation schématique de ce système est donnée sur la figure (1.4), les affinités électroniques et les énergies de bande interdite sont telles que les discontinuités des bandes de condition et de valence constituent un puits aussi bien pour les électrons que pour les trous. Ceux-ci sont donc spatialement confinés dans la même région.

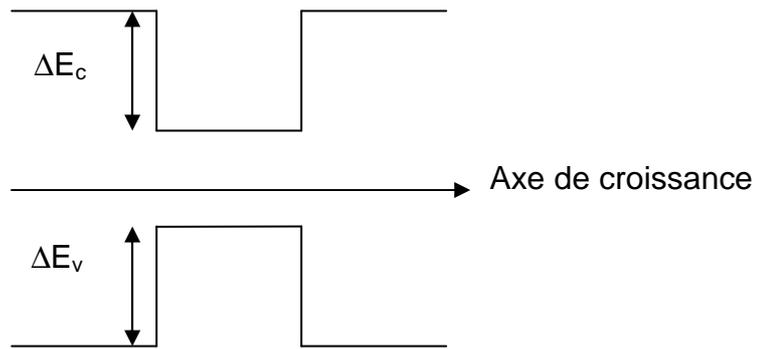


Figure 1.4 : Schéma d'une structure type I.

Les hétérostructures de type I sont les plus fréquemment rencontrées, les exemples les plus connus sont AlGaAs/GaAs, InGaAs/InP, InGaAs/InAlAs.

1.9.2 Puits quantique de type II

Ce système concerne les matériaux InAs/GaSb, InP/InAlAs, InSb/InAsSb, GaAsSb/InGaAs, Si/Ge, ZnSe/ZnTe. Dans ce système, schématiquement représenté sur la figure (1.5), il apparaît un puits pour les électrons, tandis que les trous ne voient qu'une barrière de potentiel. Les électrons sont donc confinés et le mouvement des trous est libre.

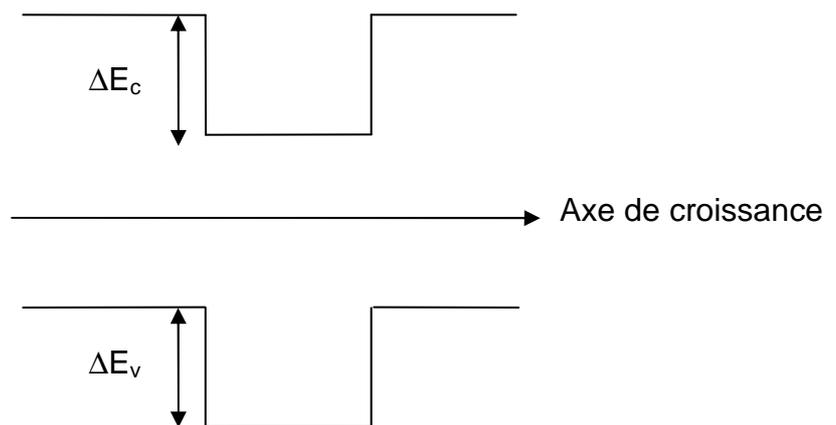


Figure 1.5 : Schéma d'une structure type II.

1.9.3 Puits quantique de type III

Ce système est schématisé sur la figure (1.6), il peut engendrer un caractère semi métallique comme c'est le cas pour InAs/ GaSb lorsque le niveau du trou lourd devient plus haut en énergie que le niveau électronique, ce qui peut être réalisé pour les épaisseurs de puits. InAs suffisamment larges dans les domaines de l'optoélectronique.

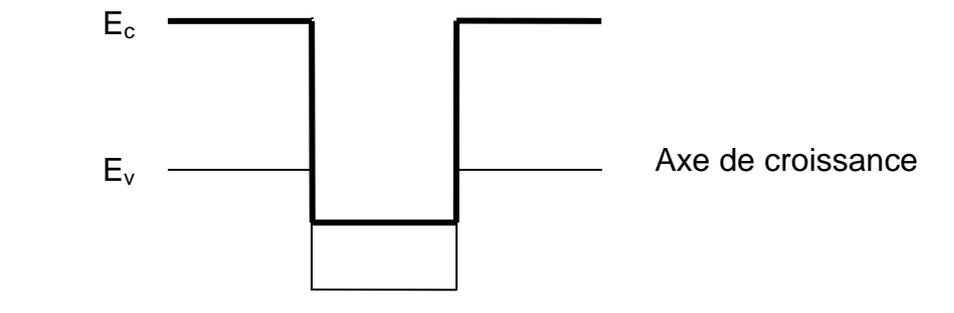


Figure 1.6 : Schéma d'une structure type III.

1.11 Conditions d'apparition de l'effet quantique

Les conditions d'apparition de l'effet quantique sont [6], [8] :

- L'épaisseur de la couche active pour laquelle apparaît le phénomène doit être comparable à la longueur d'onde de Broglie:

$$\lambda_F = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m^*E_F}} \quad (1.7)$$

E_F : est l'énergie de fermi.

m_e^* : est la masse effective de l'électron.

On sait que lorsque l'épaisseur de la zone active augmente, le nombre des niveaux d'énergie augmente et l'espacement entre niveaux diminue, ceci traduit conserver ce spectre discret une limite sur l'épaisseur qui dépend du matériau.

- Il est nécessaire que la diffusion n'affecte pas les niveaux d'énergie proches pour

$$E_{n+1} - E_n > \frac{\hbar}{\tau} \quad (1.8)$$

Où τ est la constante de temps prenant en compte toutes les diffusions.

E_n et E_{n+1} sont les niveaux d'énergie du spectre discret nés de la quantification.

- Il faut que l'écart entre les deux niveaux soit plus grand que la distribution de fermi due à la température :

$$E_{n+1} - E_n > k_B T \quad (1.9)$$

k_B est la constante de Boltzmann.

1.12 Conclusion

Nous avons rappelé dans ce chapitre les propriétés physiques et électronique des semi-conducteurs III-V, leurs structure de bande, leur bande interdite, et les masses effectives des porteurs de charge, Nous avons également rappelé les notions concernant les hétérostructures (l'épitaxie, l'épaisseur critique, système à puits quantique et les conditions nécessaires à l'apparition des phénomènes de quantification d'énergie).

CHAPITRE 2

DETERMINATION DE LA LONGUEUR D'ONDE D'EMISSION

2.1 Introduction

Ce chapitre consiste dans l'étude des états de confinements des particules (électrons, trous lourds, trous légers) de l'hétérostructure $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ dans la direction de croissance pour différentes concentrations du gallium (donc en présence de la contrainte) et différentes largeurs du puits. Le calcul des états de confinements est basé sur le modèle parabolique, c'est à dire sans aucune interaction entre les bandes (modèle à une bande). Nous définirons l'approximation de la fonction enveloppe dans notre hétérostructure, cette approximation est valable au voisinage du point gamma centre de la zone de Brillouin (le point de haute symétrie), ensuite nous décrirons les fonctions d'onde dans chaque zone du puits, et nous résolverons l'équation de Schrödinger, puis nous calculerons les énergies de transitions, et la longueur d'onde d'émission, On s'intéressera à la longueur d'onde 980 nm et on choisira les couples (x, L_p) assurant cette longueur d'onde d'émission.

2.2 Etude de l'hétérostructure $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

2.2.1 Déformation dans une couche épitaxiée

Lorsqu'un matériau est épitaxié sur un substrat, il y a une continuité du réseau cristallin à travers l'interface entre les deux matériaux. Cependant, on peut aussi avoir épitaxie lorsque les deux matériaux ont des paramètres de maille légèrement différents. Dans ce cas, la couche va subir une déformation dans le plan de croissance, de manière à ajuster sa maille cristalline dans ce plan à celle du substrat, celui-ci étant infiniment plus épais que la couche déposée.

2.2.2 Formalisme

Suivant la théorie de l'élasticité, dans le cas de petite déformation d'un matériau cubique comme l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$, les tenseurs de déformation ε_{ij} , de contrainte δ_{ij} et élastique C_{ijkl} sont reliés par la loi de Hooke [13] :

$$\delta_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (2.1)$$

Dans le système cubique, il ne reste que trois composantes non nulles dans le tenseur d'élasticité :

$$C_{11} = C_{22} = C_{33} \quad (2.1.a)$$

$$C_{12} = C_{13} = C_{21} = C_{23} = C_{32} = C_{31} \quad (2.1.b)$$

$$C_{44} = C_{55} = C_{66} \quad (2.1.c)$$

La contrainte dans la direction de croissance est a priori nulle ($\delta_{33}=0$), puisque la surface est libre.

Dans le cas d'une compression biaxiale :

$$\delta_{xy} = \delta_{xz} = \delta_{yz} = 0 \quad (2.1.d)$$

$$\delta_{yy} = \delta_{zz} \quad (2.1.e)$$

$$\delta_{xx} = 0 \quad (2.1.f)$$

$$\varepsilon_{yz} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{zx} = 0 \quad (2.1.g)$$

$$\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \frac{a_{\text{GaAs}} - a_{\text{GaInAs}}}{a_{\text{GaAs}}} \quad (2.1.h)$$

Où a_{GaInAs} est le paramètre de maille du matériau $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ déterminé par la loi de Vegard.

Compte tenu de l'expression (2.1), on a :

$$\delta_{xx} = C_{12} (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + C_{11} \varepsilon_{xx} \quad (2.2)$$

et d'après les relations (2.1. f) et (2.1.h) on déduit :

$$\varepsilon_{xx} = 2 \frac{C_{12}}{C_{11}} \left(\frac{a_{\text{GaAs}} - a_{\text{GaInAs}}}{a_{\text{GaAs}}} \right) \quad (2.3)$$

On aura donc :

$$\delta = \begin{bmatrix} \delta_{xx} \\ \delta_{yy} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \varepsilon = \begin{bmatrix} \frac{a_{\text{GaAs}} - a_{\text{GaInAs}}}{a_{\text{GaAs}}} \\ \frac{a_{\text{GaAs}} - a_{\text{GaInAs}}}{a_{\text{GaAs}}} \\ -2 \frac{c_{12}}{c_{11}} \frac{a_{\text{GaAs}} - a_{\text{GaInAs}}}{a_{\text{GaAs}}} \\ a_{\text{GaAs}} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

2.3 Effets de la contrainte sur la structure de bande

Le calcul des niveaux de confinement dans le puits dépend en premier lieu de l'alignement des bandes entre le puits et la barrière. En particulier dans les matériaux contraints, les bandes d'énergie sont déformées et les écarts entre les bandes modifiées.

La figure (2.1) illustre les effets des contraintes en compression (maille de puits > maille de la barrière), et en tension (maille de puits < maille de la barrière) sur la structure de bande.

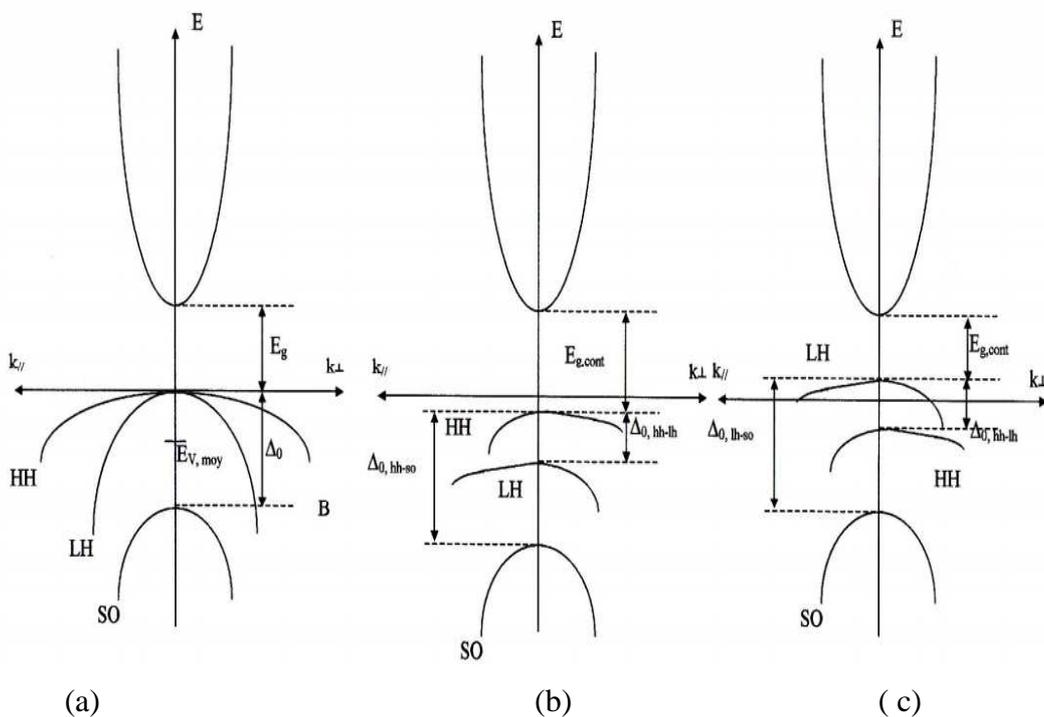


Figure 2.1 : Représentation schématique de la structure de bande d'un matériau (a) non contraint, (b) soumis à une contrainte biaxiale compressive, et (c) tensile.

Pour l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ sur substrat de GaAs, la contrainte est en compression pour toutes les compositions x du gallium.

2.4 Effets de la contrainte sur la bande interdite

La figure (2.2) illustre l'influence de la contrainte sur la bande interdite de matériau GaInAs.

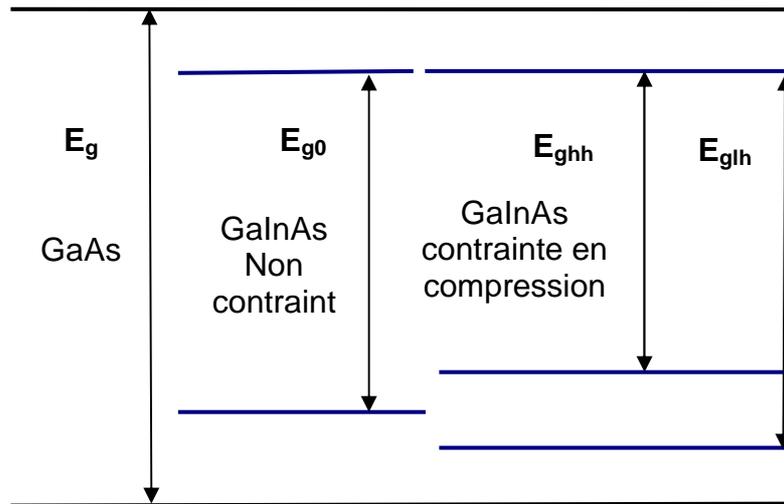


Figure 2.2 : Effet de la contrainte sur l'énergie de la bande interdite de l'alliage GaInAs.

2.5 Calcul de décalage de bande de l'hétérostructure $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As} / \text{GaAs}$

L'effet de la contrainte sur les bandes dans une hétérostructure à été calculé suivant le modèle décrit par T. Y. Wang et Stringfellow [14], où E_{vav} est la moyenne pondérée des trois sous bandes trous lourds, trous légers et spin-orbite. Le décalage des énergies de E_{vav} et E_c sont donnés par :

$$\Delta E_{\text{vav}} = a_v \frac{\Delta V}{V} \quad (2.4)$$

$$\Delta E_c = a_c \frac{\Delta V}{V} \quad (2.5)$$

où a_c et a_v : sont les potentiels de déformation hydrostatique des bandes de conduction et de valence.

$\frac{\Delta V}{V}$ Correspond au changement relatif du volume.

Pour des faibles contraintes dans la direction [100], $\frac{\Delta V}{V}$ est approximé comme suit :

$$\frac{\Delta V}{V} = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} = 2\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz} \quad (2.6)$$

avec

$$\varepsilon_{||} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \quad \text{La composante de la contrainte parallèle à l'interface.}$$

et

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{zz} \quad \text{La composante de la contrainte perpendiculaire à l'interface.}$$

La composante de cisaillement provoque le levée de dégénérescence de la bande de valence au point Γ centre de la première zone de Brillouin, le décalage d'énergie des sous bandes des trous lourds E_{vh} et trous légers E_{vl} est donnée par les relations [15] :

$$\Delta E_{vh} = \frac{\Delta_0}{3} - \frac{\delta E_{100}}{2} \quad (2.7)$$

$$\Delta E_{vh} = -\frac{\Delta_0}{6} + \frac{\delta E_{100}}{2} + \frac{1}{2} \left[\Delta_0^2 + \Delta_0 \delta E_{100} + \frac{9}{4} (\delta E_{100})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

avec

$$\delta E_{100} = 2b(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) \quad (2.9)$$

où

Δ : Le décalage d'énergie entre la bande valence et la bande spin-orbit du $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ non contraint.

b : le potentiel de déformation de cisaillement.

Les indices h et l désignent les trous lourds et les trous légers respectivement.

Les bandes de valence et de conduction du $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ contraint peuvent exprimées comme suit :

pour GaAs (cubique)

$$\delta E_{100} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\Delta V}{V} = 0 \quad (2.10)$$

$$\Delta E_{vh} = \Delta E_{vl} = \frac{\Delta_0}{3} \quad (2.11)$$

et Le décalage d'énergie s'écrit :

$$E_v(\text{GaAs}) = E_{vav}(\text{GaAs}) + \frac{\Delta_0}{3} \quad (2.12.a)$$

$$E_c(\text{GaAs}) = E_v(\text{GaAs}) + E_{g0} \quad (2.12.b)$$

pour $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ (tétraogonal) :

$$E_{vh} = E_{vav} + a_v \frac{\Delta V}{V} + \Delta E_{vh} \quad (2.13)$$

$$E_{vl} = E_{vav} + a_v \frac{\Delta V}{V} + \Delta E_{vl} \quad (2.14)$$

$$E_c = E_{vav} + a_c \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta g}{3} + E_{g_0} \quad (2.15)$$

avec E_{g_0} le Gap Non Contraint donnée par [16] :

$$E_{g_0} = 0.415 + 0.633x + 0.475x^2 \quad (2.16)$$

Donc les décalages des bandes sont définis comme suit :

$$\Delta E_{vh} = E_{vh} - E_v(\text{GaAs}) \quad (2.17)$$

$$\Delta E_{vl} = E_{vl} - E_v(\text{GaAs}) \quad (2.18)$$

$$\Delta E_c = E_c(\text{GaAs}) - E_c \quad (2.19)$$

La structure de bande des couches non contraintes en fonction de la composition de galium est illustrée dans la figure (2.3) où les bandes de valences sont dégénérées pour le cas non contraint.

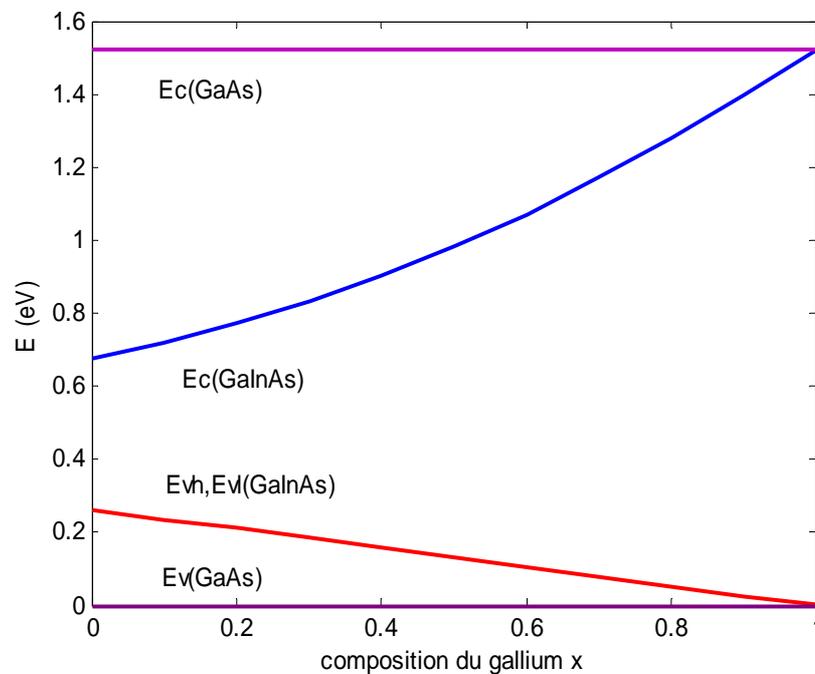


Figure 2.3 : Bande de valence et de conduction pour le cas non contraint de l'hétérostructure $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As} / \text{GaAs}$.

La figure (2.4) illustre le Décalage des bandes valence (trous lourds ΔE_{vh}), trous légers (ΔE_{vl}) et conduction (ΔE_c) dans le cas non contraint.

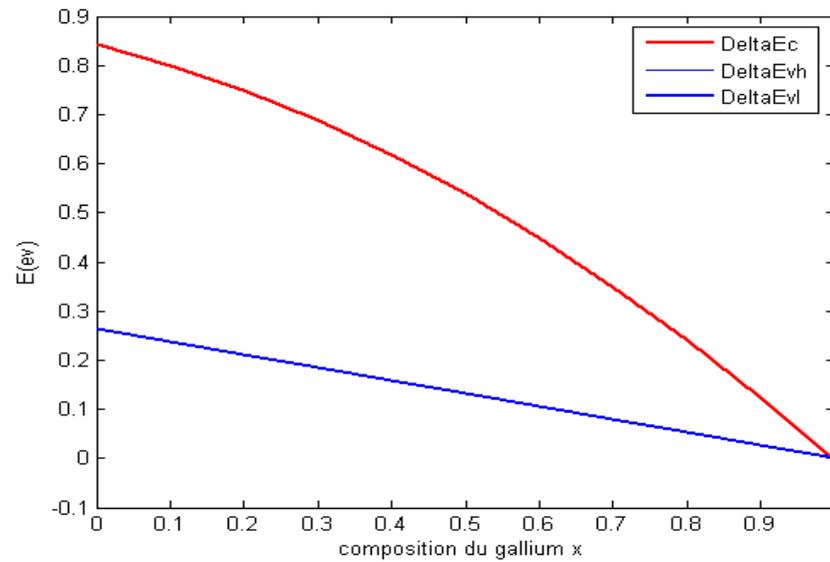


Figure 2.4 : Décalage des bandes valence et conduction (cas non contraint) en fonction de la composition x du Gallium.

Pour le cas contraint :

Comme on peut l'observer sur la figure (2.5) la plus haute bande d'énergie de valence est E_{vh} , E_{vl} se trouve en bas pour $x < 1$, et pour $x=1$ (accord de maille) E_{vh} et E_{vl} sont confondues.

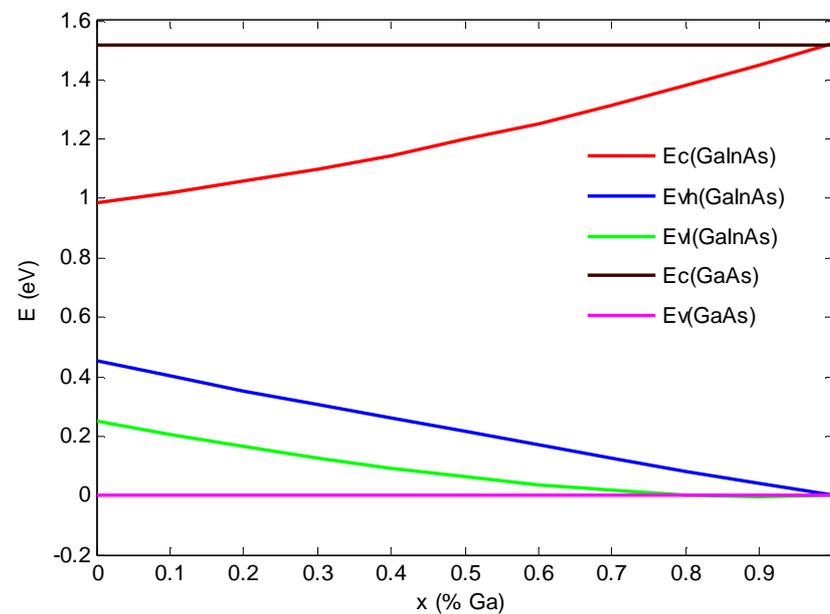


Figure 2.5 : Bande de valence et de conduction pour le cas contraint de l'hétérostructure $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As} / \text{GaAs}$.

Nous avons tracé à la figure (2.6) le décalage des bandes valence (trous lourds, trous légers) et conduction du matériau contraint, déterminées à l'aide des équations (2.17), (2.18) et (2.19) ainsi que la variation de la bande interdite du matériau non contraint qui est donnée par l'équation (2.16).

Les énergies de la bande interdite (E_{g0}) non contraint et (E_{ghx}, E_{glx}) contraint en fonction de x sont montrées sur la figure (2.7).

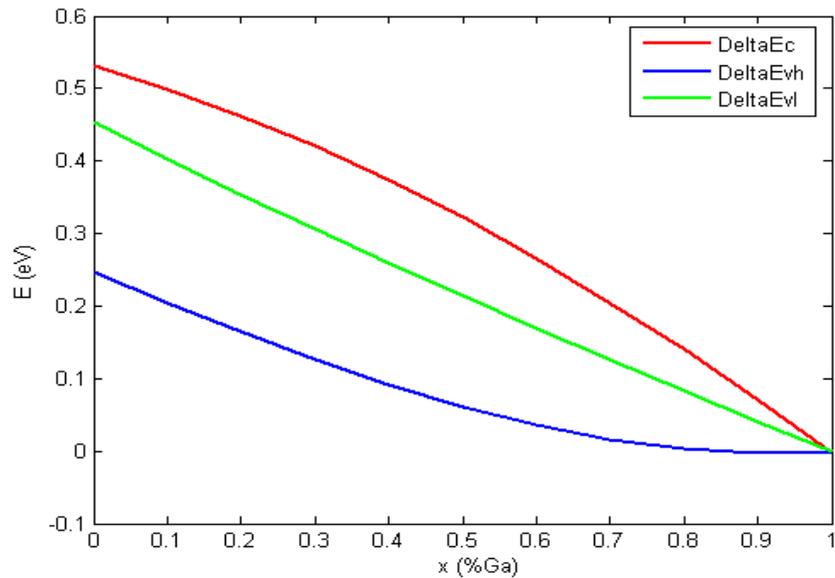


Figure 2.6 : Décalage des bandes valence (trous lourds, trous légers) et conduction (cas contraint) en fonction de la composition x du Gallium.

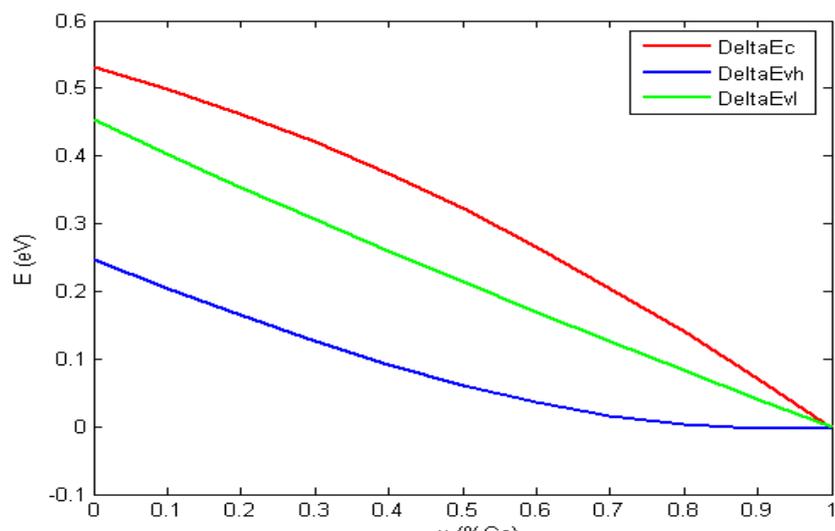


Figure 2.7 : Variation de l'énergie des bandes interdites en fonction de la composition x du Gallium pour le système $Ga_xIn_{1-x}As / GaAs$.

Comme nous l'avons montré plus haut, la contrainte modifie fondamentalement la structure de bande. En levant la dégénérescence de la bande de valence et en déplaçant les niveaux d'énergie, elle contribue ainsi à modifier l'alignement des différentes bandes.

Dans le cas du puits quantique $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ avec un taux de gallium supérieur à 0.75, les électrons et trous lourds sont confinés dans un puits de type I. Cependant en raison de la levée de la dégénérescence de la bande de valence par la contrainte les sous bandes de valence des trous légers sont faiblement peuplées et les transitions électrons-trous légers seront donc négligées.

2. 6 Variation du gap en fonction de la température

La dépendance en température de l'énergie de la bande interdite est décrite par la loi de Varshni [17] :

$$E_g(T) = E_g(T = 0^\circ\text{K}) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.20)$$

où α et β sont des paramètres expérimentaux donnés.

	GaAs	InAs
α (meV)	0.5405	0.276
β ($^\circ\text{K}$)	204	93
$E_g(T=0^\circ\text{K})(\text{eV})$	1.519	0.417

Tableau1 : Paramètres expérimentaux pour GaAs et InAs[17].

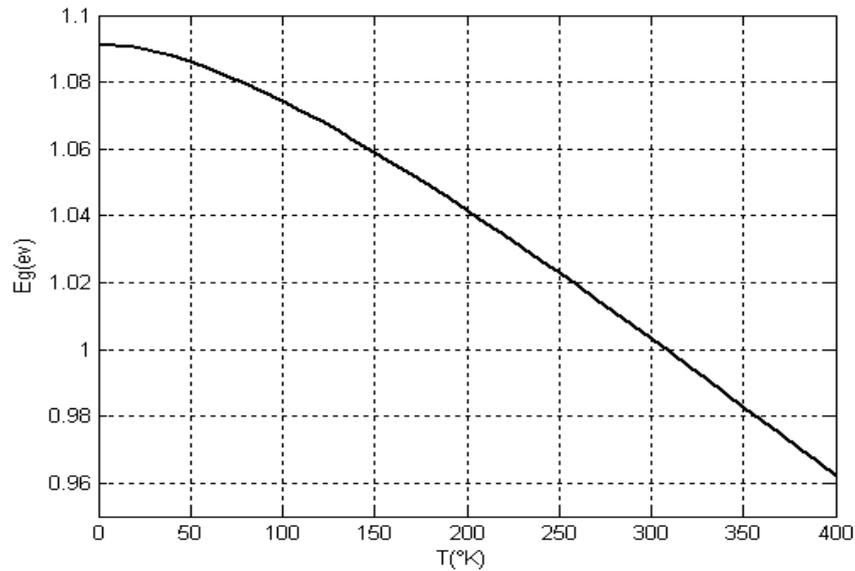


Figure 2.8 : Variation du gap en fonction de la température.

Nous avons simulé sur la figure (2.8) la variation de la bande interdite en fonction de la température. Lorsque la température augmente, il y a diminution de la bande interdite. Cette diminution trouve son origine dans la dilatation thermique, qui modifie les positions des bandes de valence et de conduction et les interactions (électrons-phonons) qui induisent un décalage des positions des bandes de valence et conduction.

2.7 Calcul de l'épaisseur critique

Le calcul de l'épaisseur critique est fondé sur le modèle de Matthews et Blakeslee, C'est le premier modèle théorique prédisant l'existence d'une épaisseur critique [18], Il suppose l'existence d'une dislocation-vis traversant le substrat et la couche qui est en équilibre mécanique entre les forces internes et celles exercées par le désaccord de maille. L'épaisseur critique dans ce modèle est celle à partir de laquelle la dislocation glisse dans le plan de l'interface substrat/couche.

$$L_c = \frac{a(1-0.25\nu)}{\sqrt{2\pi}f(1+\nu)} \cdot \left(\ln \left(\sqrt{2} \frac{L_c}{\varepsilon} + 1 \right) \right) \quad (2.21)$$

$$\text{où } \nu = \frac{C_{12}}{C_{11} + C_{12}}$$

et $f = \varepsilon_{//}$ est le désaccord de maille entre la couche active et le substrat.

Nous avons représenté sur la figure (2.9) la variation de l'épaisseur critique avec la concentration x du gallium.

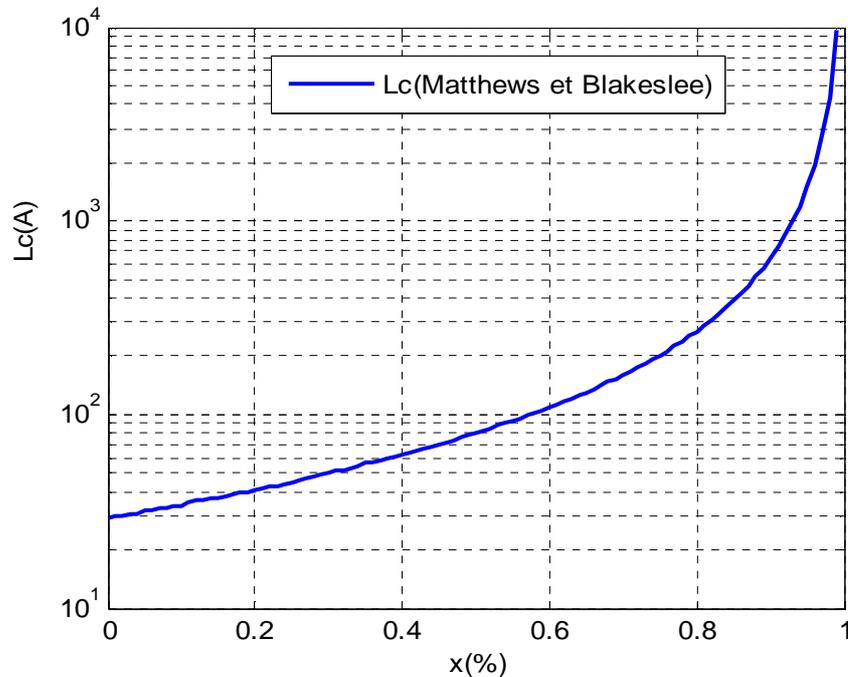


Figure 2.9: Variation de l'épaisseur critique d'après Matthews et Blakeslee en fonction de x (compositions du gallium).

On remarque que la valeur de l'épaisseur critique augmente quant x augmente, donc l'épaisseur critique d'une couche $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ dépend principalement du désaccord de maille (où de l'état de déformation).

2.8 Calcul de l'énergie de quantification

2.8.1 Méthode de détermination des niveaux quantiques

Considérons un ensemble de porteurs (électrons, trous lourds, trous légers) confinés dans le puits de potentiel constitué par la couche GaInAs contrainte est les couches barrières GaAs .

En raison de la faible largeur du puits, ces porteurs sont soumis à la quantification de leur mouvement qui prend alors un caractère bidimensionnel :

-dans la direction (ox), perpendiculaire aux couches, les particules sont liées et leurs énergies sont quantifiées.

-dans le plan (oyz) des couches, elles sont libres.

Dans un puits quantique, on peut déterminer les énergies de confinement des porteurs, valeurs propres de l'équation de Schrödinger. L'hamiltonien total dans le cas où $L_z \ll L_x, L_y$ peut se mettre sous la forme :

$$H_{\text{tot}} = H_{xy} + H_z \quad (2.22)$$

H_{xy} est l'hamiltonien d'une particule pour un gaz bidimensionnel de porteurs, alors que H_z décrit l'hamiltonien pour un puits fini unidimensionnel :

$$H_z = -\frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla^2 + V_i(Z) \quad (2.23)$$

$V_i(z)$ représente la profondeur du puits de potentiel vue par les porteurs et l'énergie d'une particule (électrons, trous) sera alors donnée par la somme des énergies associées à H_z et H_{xy} . Ce qui dans l'approximation parabolique devient :

$$E_i = \frac{\hbar^2}{2m_i} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = E_{in} + \frac{\hbar^2}{2m_i} k_{\parallel}^2 \quad (2.24)$$

Considérons la structure à puits quantique unique de profondeur V_0 et de largeur L_p représentée par le schéma de bandes indiqué sur la figure (2.3) :

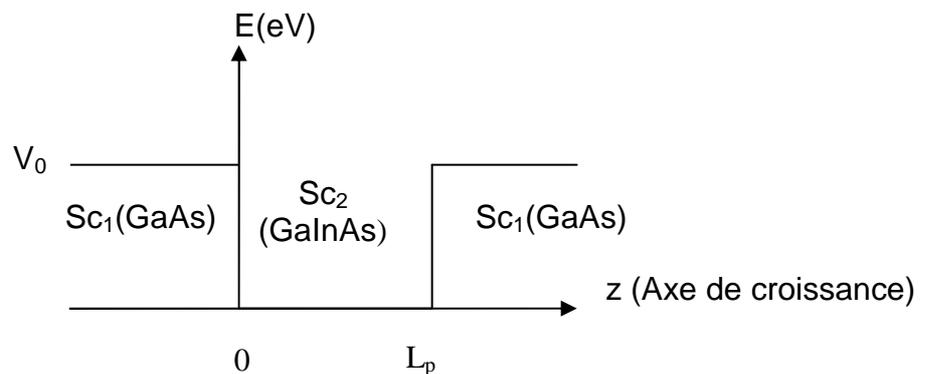


Figure 2.10 : Puits quantique unique de profondeur V_0 .

L'équation de Schrödinger décrivant ce système est :

$$H\psi(r) = \left[\left(\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \right) + V(r) \right] \psi(r) = E_n \psi(r) \quad (2.25)$$

2.8.2 Modèle à une bande développée par Ben-Daniel et Duke

Ce modèle consiste à considérer une seule bande supposée parabolique. Au centre de la zone de Brillouin, la fonction d'onde $\psi(r)$ autour de l'extremum $k=0$ s'écrit :

$$\psi(r) = U(r) \cdot f(r) \quad (2.26)$$

où $u(r)$ est la fonction de Bloch.

Si l'axe de croissance est l'axe (oz), le potentiel perturbateur V_0 dépend uniquement de z et ne rompt pas la périodicité du cristal dans le plan des couches. Le vecteur d'onde est le même dans les matériaux puits et barrière. La fonction enveloppe de la bande peut être factorisée sous la forme suivante [19] :

$$f(r) = f(z) e^{(ik_{\parallel}r_{\parallel})} \quad (2.27)$$

où $k_{\parallel} = k_x^2 + k_y^2$

$f(z)$ correspond à un terme d'enveloppe solution de l'équation de Ben Daniel et Duke [20].

Alors L'équation (2.26) s'écrit :

$$\left[\left(\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \right) + V_i(z) \right] f(z) = E_n f(z) \quad (2.28)$$

$V_i(z)$ représente la profondeur du puits de potentiel vue par les porteurs ($i=e$ pour les électrons, h pour les trous). Selon les cas nous aurons donc :

$$V_e = \Delta E_c \text{ ou } V_h = \Delta E_v.$$

E_n sont les états d'énergie discrets de la particule.

Dans le puits, la propagation est réelle tandis que dans les barrières, elle est évanescence, de telle sorte que les fonctions d'onde s'écrivent :

$$f(z) = A \sin(k_1 z) + B \cos(k_1 z) \quad 0 < z < L_p \quad (2.29.a)$$

$$f(z) = C \exp(k_2 z) + D \exp(-k_2 z) \quad z < 0 \quad (2.29.b)$$

$$f(z) = F \exp(k_2 z) + G \exp(-k_2 z) \quad z > L_p \quad (2.29.c)$$

A partir des conditions de continuité en $z = (0, L_p)$ pour $f(z)$ et $(1/m)df(z)/dz$, on trouve que les solutions ci-dessous sont les racines de l'équation :

- pour les états pairs :

$$\left[\sqrt{\frac{2 \cdot m_1^* \cdot E}{\hbar^2}} \right] L_p + 2A \operatorname{ctg} \left[\sqrt{\frac{m_2^* E_n}{m_1^* (V_0 - E_n)}} \right] = n\pi \quad (2.30)$$

-pour les états impairs :

$$\left[\sqrt{\frac{2 \cdot m_1^* \cdot E}{\hbar^2}} \right] L_p + 2A \operatorname{cotg} \left[\sqrt{\frac{m_2^* E_n}{m_1^* (V_0 - E_n)}} \right] = n\pi \quad (2.31)$$

m_1^* et m_2^* sont les masses effectives dans le matériau du puits et de la barrière respectivement.

n : le niveau de quantification

Les solutions $E < V_0$ sont les énergies permises de la particule liée.

L'énergie de transition entre états liés dans les bandes de valence et de conduction sera dès lors obtenue à partir de:

$$E_{\text{tr}(\acute{e}\text{-hh})} = E_{\text{en}} + E_{\text{hhn}} + E_{\text{ghn}} \quad (2.32.a)$$

$$E_{\text{tr}(\acute{e}\text{-lh})} = E_{\text{en}} + E_{\text{lhn}} + E_{\text{gln}} \quad (2.32.b)$$

$E_{\text{tr}(\acute{e}\text{-hh})}$: énergie de transition électrons -trous lourds.

$E_{\text{tr}(\acute{e}\text{-lh})}$: énergie de transition électrons -trous légers.

E_{en} : énergie de quantification des électrons.

E_{hhn} : énergie de quantification des trous lourds.

E_{lhn} : énergie de quantification des trous légers.

E_{ghn} : gap des trous lourds.

E_{gln} : gap des trous légers.

La longueur d'onde s'écrit : $\lambda = \frac{1.24}{E(\text{eV})}$ (2.33)

2.8.3 Organigramme du calcul

Le calcul des énergies de quantification des particules (électrons, trous lourds, trous légers) est basé sur la relation (2.30)

On pose :

pour les états pairs

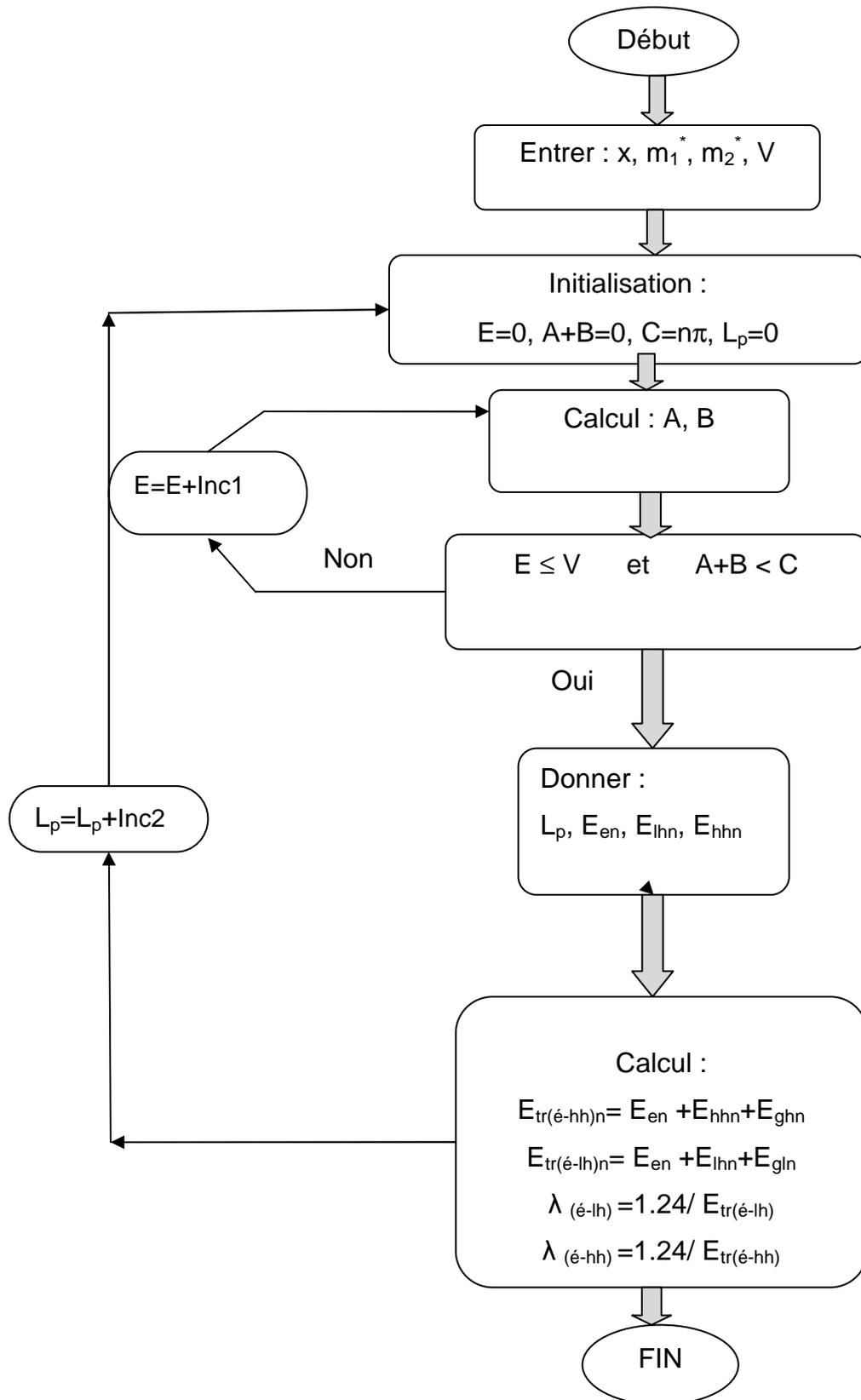
$$A = \left[\sqrt{\frac{2 \cdot m_1^* \cdot E_n}{\hbar^2}} \right] L_p \quad (2.34)$$

$$B = 2A \operatorname{ctg} \left[\sqrt{\frac{m_2^* E_n}{m_1^* (V_0 - E_n)}} \right] \cdot \quad (2.35)$$

$$C = n \pi$$

alors (2.30) devient : $A+B=C$

L'organigramme (2) illustre la méthode de calcul



Organigramme 1 : Calcul et tracé les énergies de quantification, transition et la longueur d'onde en fonction de L_p (largeur du puits).

2.8.4 Spectre d'énergie

2.8.4.1 Influence de la largeur du puits

On peut déterminer l'écart d'énergie entre le premier niveau quantifié de la bande de conduction et le premier niveau quantifié de la bande de trous lourds et de trous légers en fonction de la largeur puits, à partir de la figure (2.11)

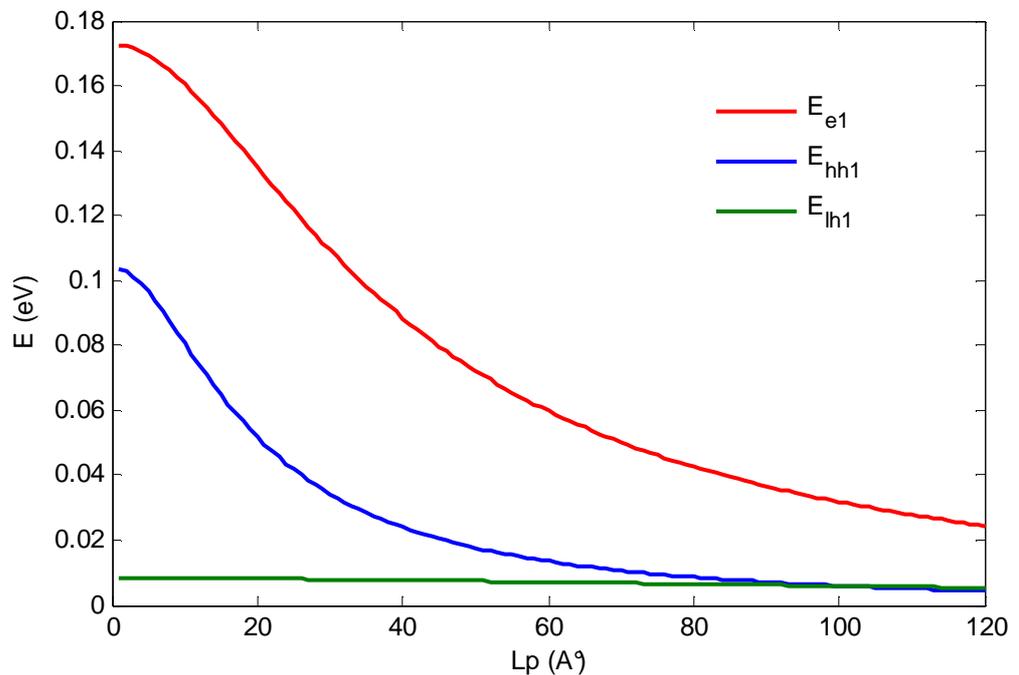


Figure 2.11 : Energies de quantification des (électrons, trous lourds, trous légers) en fonction de largeur du puits (pour $n=1$, $x=0.75$).

On remarque que lorsque la largeur du puits augmente l'énergie de quantification diminue. Par ailleurs, les énergies quantifiées des trous lourds et légers sont faibles par rapport à l'énergie des électrons, ceci est dû au grand décalage de bande de conduction par rapport à celui des bandes de valence des trous lourds. Par ailleurs l'énergie quantifiée des trous lourds est plus grande que celle des trous légers ceci est dû au fait que la masse effective des trous légers est négligeable par rapport à celle des trous lourds.

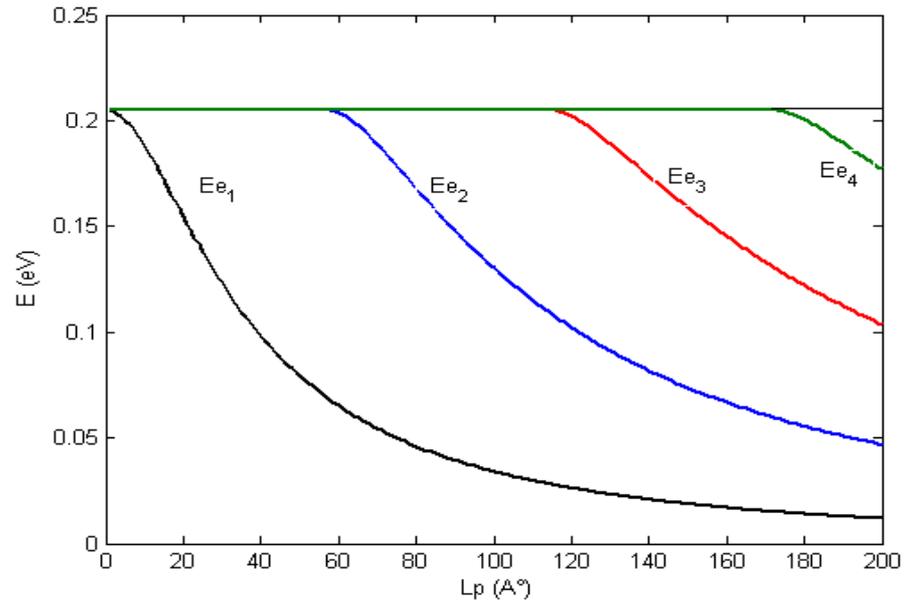


Figure 2.12 : Energies de quantification des électrons ($x=0.7$, 4 niveaux).

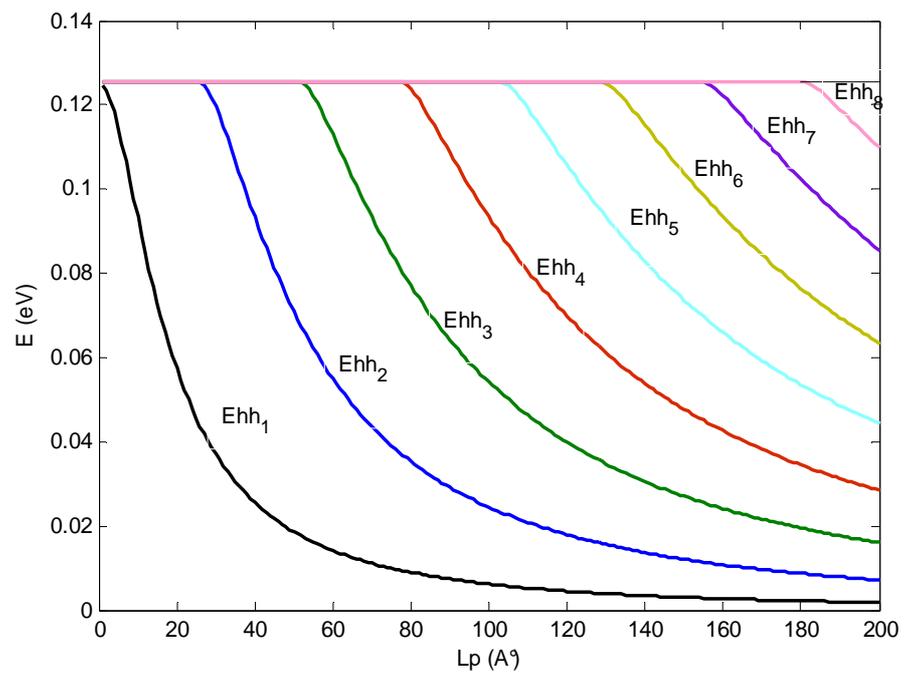


Figure 2.13 : Energies de quantification des trous lourds ($x=0.7$, 8 Niveaux).

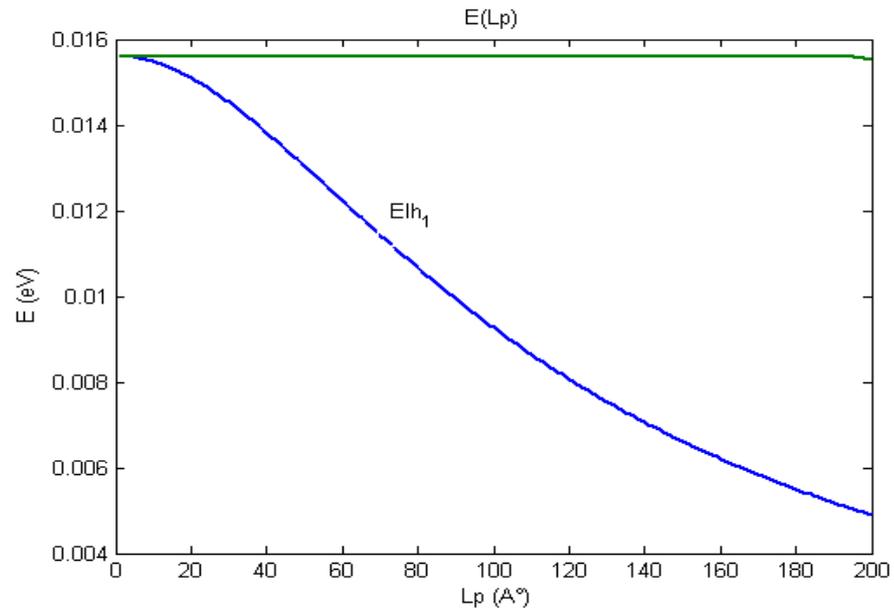


Figure 2.14 : Energies de quantification des trous légers
Pour($x=0.7$, 1 niveau).

D'après le calcul que l'on a effectué pour une structure $\text{Ga}_{0.7}\text{In}_{0.3}\text{As}$ de largeur $L_p=200 \text{ \AA}$, on a trouvée 4 niveaux d'énergies de quantification d'électrons, 8 niveaux d'énergies de quantification des trous lourds et 1 niveau d'énergie de quantification des trous légers. Donc les transitions les plus probables sont les transitions électrons –trous lourds.

2.8.4.2. Influence de la composition du gallium x

La figure (2.15) montre l'évolution de l'énergie de quantification en fonction de largeur de la zone active pour différentes compositions du gallium.

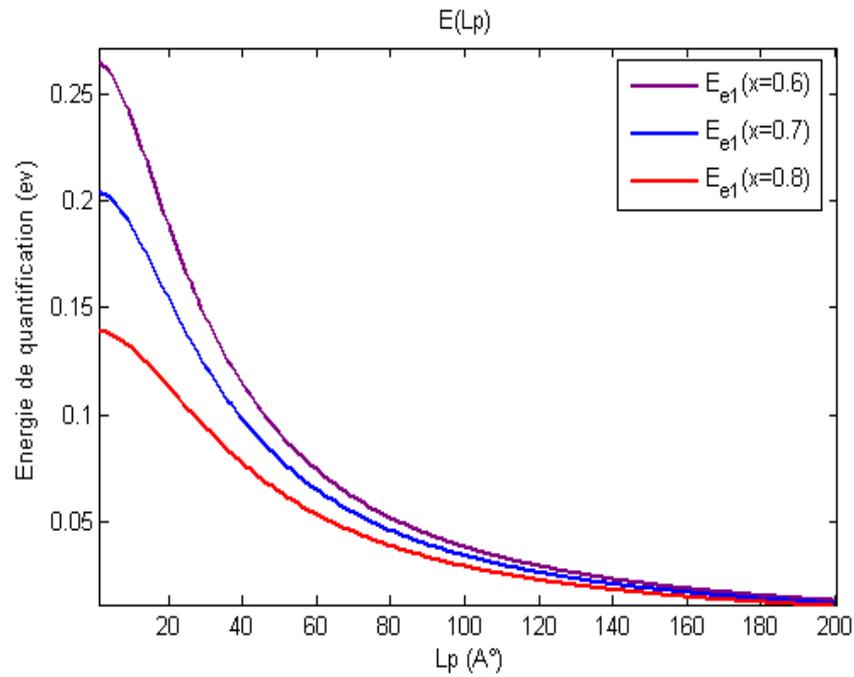


Figure 2.15 : Energie de quantification des électrons en fonction de la largeur du puits pour ($x=0.6, 0.7, 0.8$).

On constate que pour une augmentation de l'épaisseur de la couche active on a une diminution de l'énergie de quantification, par contre on a une augmentation de l'énergie de quantification pour une diminution de la composition du gallium.

2.9 Energie de transition

Nous avons réalisé un programme permettant de calculer les énergies de transitions électrons-trous légers (E_{e-h}) et électron-trous lourds (E_{e-hh}).

La figure (2.16) illustre la variation de l'énergie de transition électron-trous lourds et électrons trous légers en fonction de largeur du puits pour un puits de largeur $L_p=140$ Å (inférieur à l'épaisseur critique $L_c=160$ Å).

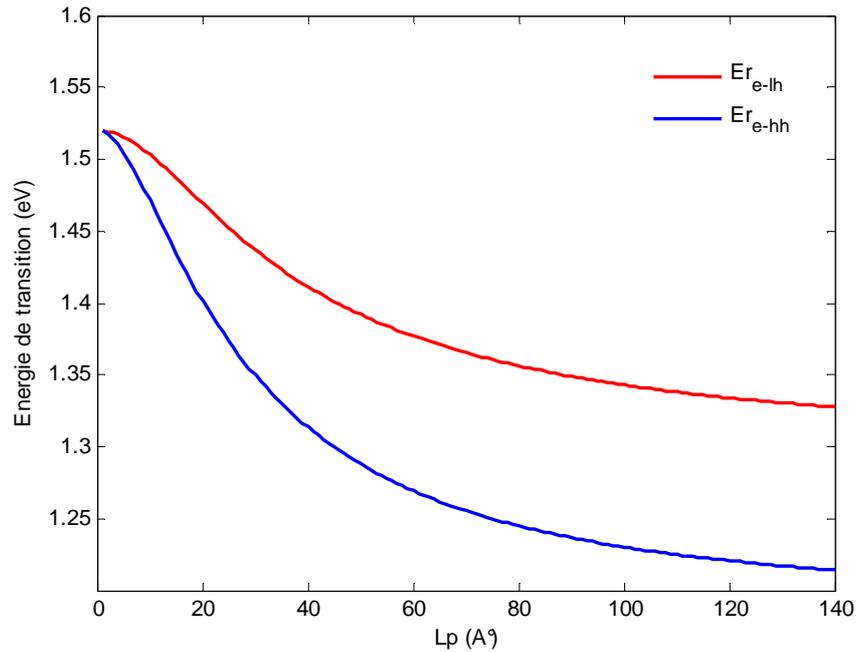


Figure 2.16 : Variation de l'énergie de transition électrons-trous lourds ($E_{r_{e-hh}}$) et électrons trous-légers ($E_{r_{e-lh}}$) en fonction de l'épaisseur de la zone active pour une composition du gallium $x=0.70$.

La figure montre que :

- Lorsque la largeur du puits augmente l'énergie de transition diminue.
- L'énergie de transition électrons - trous lourds est plus faible que celle des transitions électrons- trous légers.
- Les énergies de transition tendent vers les valeurs de gap contraint lorsque L_p augmente.

Influence de la composition

La figure (2.17) montre la variation des énergies de transition électrons-trous lourds en fonction de la largeur du puits pour différentes compositions du gallium.

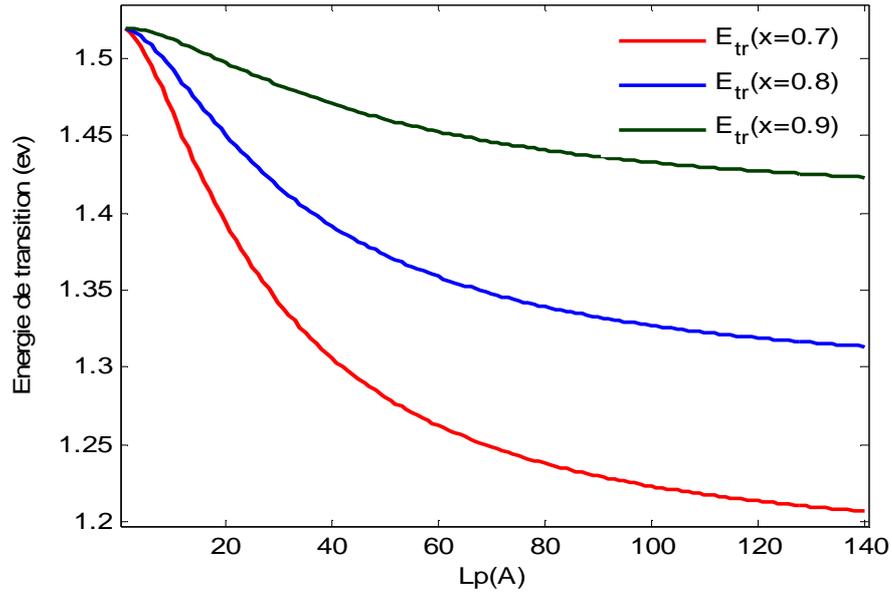


Figure 2.17 : Energie de transition en fonction de la largeur du puits pour différentes compositions du gallium ($x=0.7, 0.8, 0.9$).

On remarque que lorsque x diminue l'énergie de transition augmente.

2.10 Longueur d'onde d'émission

La figure (2.18) montre l'évolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits pour une composition du gallium $x=0.70$.

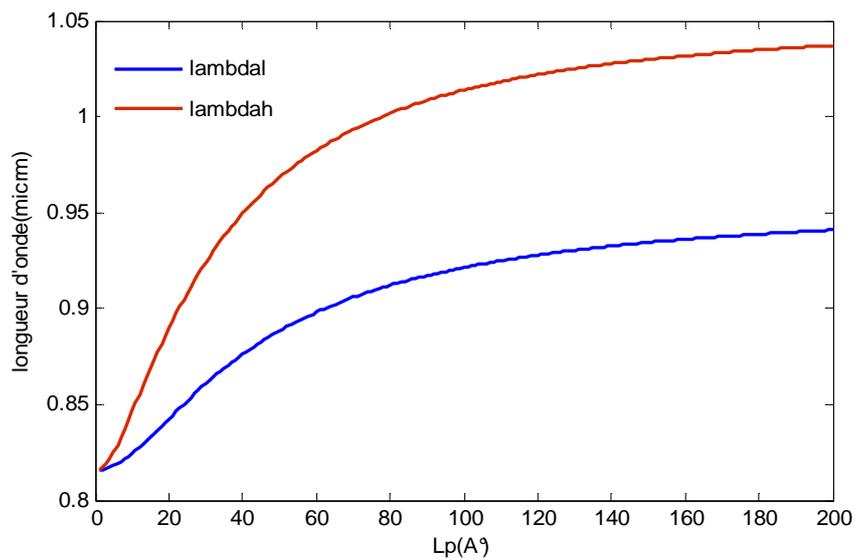


Figure 2.18 : Variation de la longueur d'onde en fonction de largeur du puits pour ($x=0.7, n=1$).

2.10.1 Influence de la contrainte sur la longueur d'onde

Nous avons représenté sur la figure (2.19) la longueur d'onde d'émission (électrons – trous lourds) en fonction de la largeur du puits pour différentes valeurs de composition x du gallium.

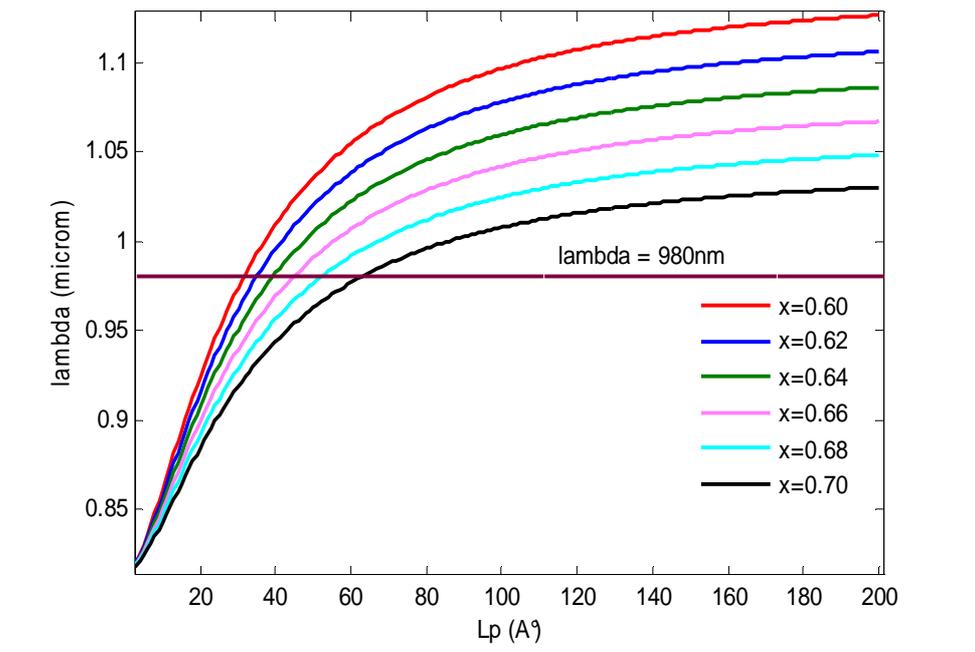


Figure 2.19 : Variation de la longueur d'onde en fonction de largeur du puits pour différentes compositions du gallium.

2.10.2 Choix des couples (x, L_p) pour l'obtention de $\lambda=980 \text{ nm}$

Nous avons regroupé les couples (x, L_p) pour l'obtention de la longueur d'onde $\lambda=980 \text{ nm}$ sur la figure (2.20) :

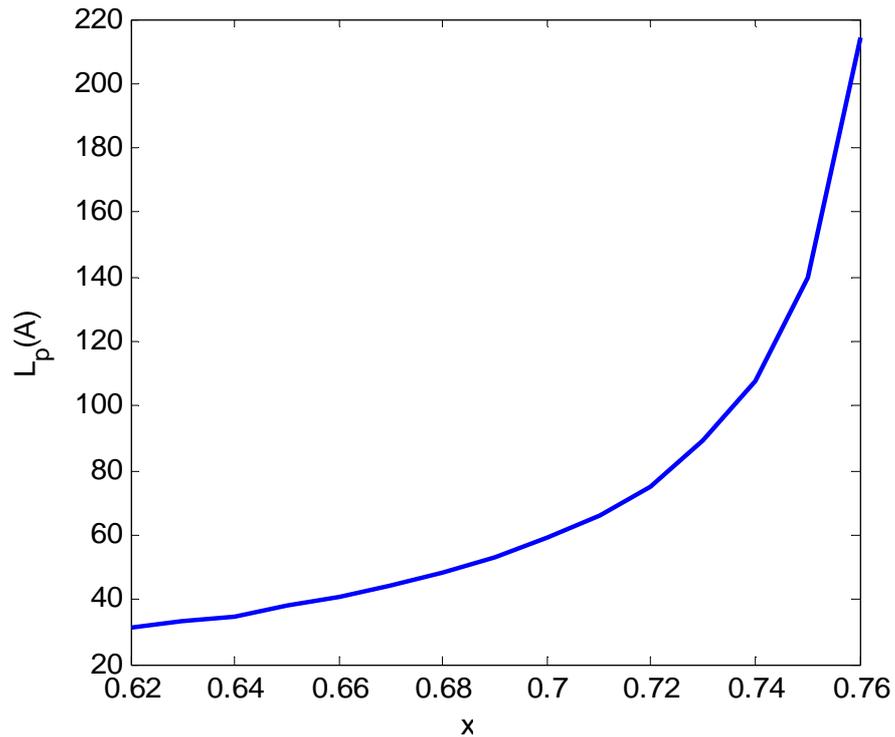


Figure 2.20 : Choix des couples (x, L_p) pour l'obtention de longueur d'onde $\lambda=980$ nm.

2.11 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié le phénomène de quantification et de recombinaison des porteurs de charges dans le système $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ contraint et nous avons analysé l'influence de la composition de gallium et la largeur de puits sur la longueur d'onde d'émission. Suite à cela, nous avons choisi des couples (x, L_p) pour l'obtention de la longueur d'onde $\lambda=980$ nm.

Pour les compositions ou $x < 0.75$, l'hétérostructure $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As} / \text{GaAs}$ est de type I donc les électrons et les trous sont confinés dans le puits. Et pour les compositions $x < 0.5$ l'épaisseur critique devient très faible.

Les résultats de notre simulation montrent que le choix de la composition du gallium entre (0.65-0.75), permet d'obtenir la longueur d'onde de 980 nm. Il est donc possible de choisir la composition pour obtenir la longueur d'onde désirée.

CHAPITRE 3

CALCUL DU GAIN OPTIQUE

3.1 Introduction

La performance du confinement électrique traduit l'efficacité avec laquelle les porteurs injectés sont transformés en photons. Tout l'effort de recherche de ces dernières années s'est focalisé sur l'optimisation de la zone active, l'objectif étant de la faire la plus fine possible : quand le volume actif décroît, le gain augmente. Cette réduction de taille s'accompagne par ailleurs d'effets de quantification des propriétés électroniques qui se sont avérés très profitables à cette optimisation. Au vu de ces succès, il est naturel de continuer à vouloir réduire la dimensionnalité du milieu actif, puisque le remplissage des bandes nécessaire pour produire le gain requis pour l'effet laser est d'autant plus efficace que la dimensionnalité diminue [21].

Le but de ce chapitre est d'évaluer l'épaisseur et les compositions du gallium pour obtenir la longueur d'onde autour de 980 nm avec le maximum de gain possible.

Nous avons tout d'abord étudiée l'influence de la composition, de la largeur du puits, de la température et du dopage sur le spectre du gain.

3.2 Onde électromagnétique

3.2.1 Les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell dans un milieu matériel homogène, de permittivité électrique ϵ , de perméabilité magnétique μ , de conductivité σ contenant des charges de densité volumique ρ , s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (3.3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.4)$$

L'équation d'onde dans un milieu matériel homogène est donnée par :

$$\epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \Delta \vec{E} - \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \rho \quad (3.5)$$

Dans le cas d'un milieu homogène, en absence de charges et de courants ($J=0$, $\rho=0$) l'équation (3.5) se réduit à :

pour un champ électrique :

$$\Delta \vec{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = 0 \quad (3.6)$$

et pour un champ magnétique :

$$\Delta \vec{H} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} = 0 \quad (3.7)$$

Ces deux équations admettent comme solution générale

$$\vec{E} = \vec{E}_0 [A e^{j(\omega t - \beta z)} + B e^{j(\omega t + \beta z)}] \quad (3.8)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 [C e^{j(\omega t - \beta z)} + D e^{j(\omega t + \beta z)}] \quad (3.9)$$

3.2.2 L'indice de réfraction

L'indice de réfraction est le rapport entre la vitesse d'onde électromagnétique dans le vide et dans le milieu diélectrique

$$n = \frac{c}{V} = \left(\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0} \right)^{1/2} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (3.10)$$

$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ et $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ sont respectivement la permittivité et la perméabilité relatives du milieu.

et ϵ_0, μ_0 sont respectivement la permittivité et la perméabilité dans le vide.

3.2.3 Guide de lumière plane à trois couches

La théorie du guide d'onde diélectrique plan explique les principes de base du confinement électromagnétique qui est rencontré dans les structures de laser à semi-conducteurs. Dans les guides d'onde métalliques creux, les ondes sont

confinées totalement à l'intérieur de la structure métallique. A l'opposé, dans un guide diélectrique plan, les ondes se propagent suivant la structure, sans y être confinées totalement.

Le guide diélectrique plan est une structure composée de 3 couches planes. Il possède donc une variation abrupte d'indice de réfraction selon l'axe (ox). Les couches latérales sont considérées d'épaisseurs infinies, et la couche central d'épaisseur L.

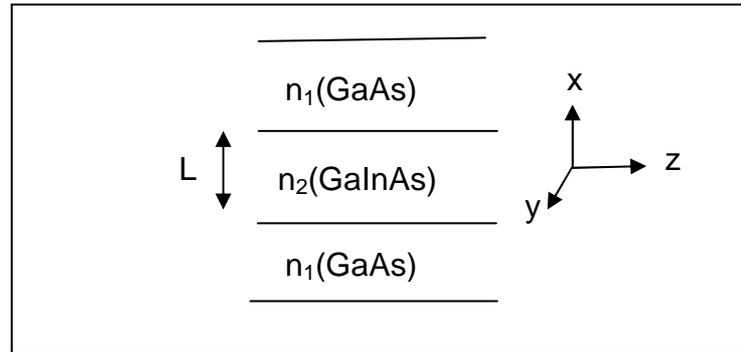


Figure 3.1 : Schéma d'un guide d'onde diélectrique plan.

3.2.4 Les modes de propagations

Suivant la direction de propagation, on définit deux modes de propagations :

Mode TE (transverse électrique),

Dans ce cas, le champ électrique est confiné dans le plan transverse ($E_z=0$, $H_z \neq 0$), les équations de Maxwell s'écrivent alors :

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2) E_y = 0 \quad (3.11)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \quad (3.12)$$

$$H_z = -\frac{1}{j\omega \mu_0} \frac{dE_y}{dx} \quad (3.13)$$

Mode TM (transverse magnétique)

Dans ce cas le champ magnétique est confiné dans le plan transverse ($E_z \neq 0$, $H_z = 0$) les équations de Maxwell dans ce cas sont :

$$\frac{d^2 H_y}{dx^2} + (\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2) H_y = 0 \quad (3.14)$$

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 n_r^2} E_y \quad (3.15)$$

$$E_y = \frac{1}{j\omega \epsilon_0 n_r^2} \frac{dH_y}{dx} \quad (3.16)$$

ω : est la pulsation angulaire.

β : est la constante de propagation complexe.

3.3 Principe de fonctionnement du laser

Le laser est un oscillateur optique. Il est composé d'un milieu amplificateur, ici un semiconducteur, placé dans une cavité qui joue le rôle de résonateur. Cette cavité assure la réinjection en phase vers le milieu amplificateur du signal amplifié (figure3.2)

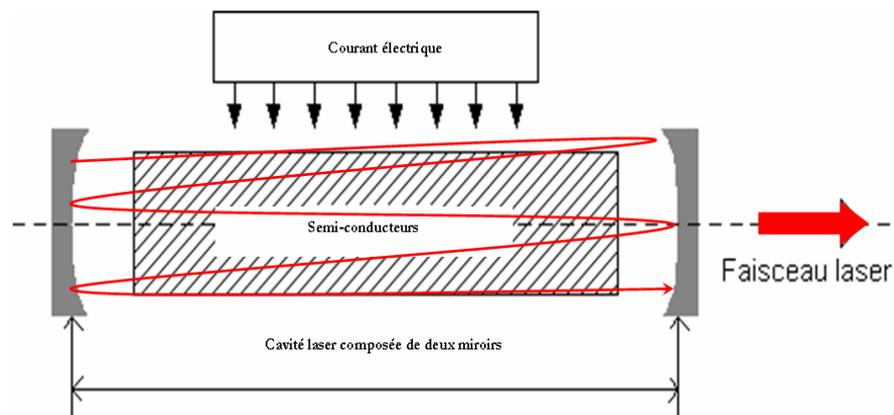


Figure 3.2 : Schéma de principe d'un laser à semi-conducteurs à pompage électrique.

3.3.1 Interactions rayonnement-matière

L'effet laser repose sur l'interaction du milieu amplificateur avec le rayonnement électromagnétique par le biais de trois phénomènes :

- Le phénomène aléatoire d'émission spontanée qui se traduit par la recombinaison d'un électron d'un niveau énergétique haut E_2 avec un trou d'un niveau énergétique bas E_1 et par l'émission d'un photon d'énergie $h\nu$.

- Le phénomène d'absorption se traduisant par l'absorption d'un photon $h\nu$ et la promotion d'un électron d'un niveau bas E_1 à un niveau haut E_2 .
- Le phénomène d'émission stimulée qui est la recombinaison d'un électron d'un niveau haut E_2 avec un trou d'un niveau bas E_1 induite par un photon sans transfert d'énergie. Cette recombinaison particulière va entraîner l'émission d'un photon ayant les mêmes propriétés que le photon incident (même fréquence, même direction de propagation, même polarisation et même phase).

Ce dernier phénomène est à la base de l'amplification de la lumière et donc du fonctionnement laser (figure 3.3).

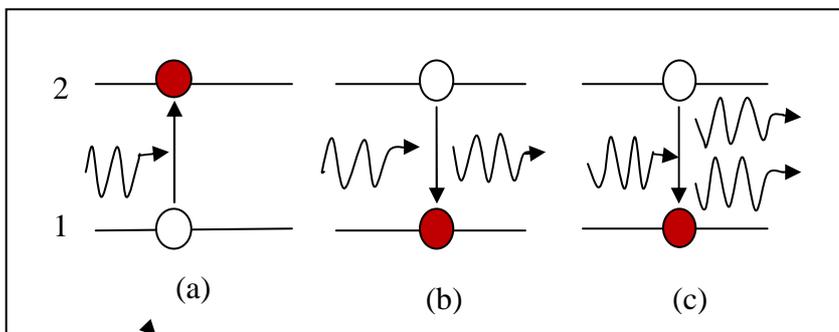


Figure 3.3 : Interactions mises en jeu dans le milieu amplificateur :

(a) l'émission spontanée, (b) l'absorption et (c) l'émission stimulée.

3.3.2 Seuil de transparence, inversion de population

Dans un semi-conducteur, à l'équilibre thermodynamique, la très grande majorité des états électroniques de la bande de valence sont occupés par des électrons. Lors du pompage, des électrons sont injectés dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence. Les pseudos niveaux de Fermi E_{Fc} et E_{Fv} pénètrent respectivement dans ces bandes. Pour un puits quantique, lorsque les pseudos niveaux de Fermi atteignent les premiers niveaux quantifiés E_1 et HH_1 , on atteint le seuil de transparence :

L'inversion de population commence à partir de ce seuil et les électrons sur les niveaux quantiques de la bande de conduction sont de plus en plus nombreux. Les photons d'énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie de bande interdite E_g (E_{ghh}, E_{glh}) subissent alors une amplification optique d'après la condition de

Bernard-Duraffourg :

$$E_g < h\nu < E_{fc} - E_{fv} \quad (3.17)$$

3.3.3 Gain du milieu et Spectre laser

Pour une injection nulle, le matériau est absorbant ($g < 0$), plus on augmente le pompage plus le gain croit jusqu'à atteindre la valeur des pertes de la cavité, c'est le seuil laser. C'est à partir de ce moment qu'il y a amplification laser.

Au delà du seuil laser, lorsque le pompage augmente, la densité de porteurs sature, le gain n'augmente plus alors que la densité de photons émis ne cesse d'augmenter : on parle alors de clamping du gain.

Le spectre laser résultant est la convolution du spectre de gain du milieu amplificateur avec le spectre de résonance de la cavité. Le mode émis théoriquement est celui qui correspond au maximum de la courbe de gain.

3.3.4 Coefficients d'Einstein et condition d'amplification d'un faisceau optique

Nous avons vu que lors de l'absorption d'un rayonnement électromagnétique de fréquence ν_{12} , un système peut passer d'un état fondamental d'énergie E_1 , à un état excité d'énergie E_2 , ces transitions répondent à des règles précises.

Notamment il n'y aura absorption que si la différence d'énergie qui sépare les deux états est égale à l'énergie de photon incident.

Dans l'état excité, les électrons ont une certaine durée de vie et la désexcitation de l'électron peut être soit spontanée, soit induite par le rayonnement.

La densité de photons dans un système à la température T est donnée par la distribution de Planck $\rho(h\nu)$. Si on définit $\rho(h\nu_{12})$ comme la densité de photons d'énergie $h\nu_{12}$, les coefficients d'absorption, d'émission spontanée et induite d'Einstein sont respectivement B_{12} , A_{21} et B_{21} .

Les taux d'absorption et d'émission sont définis comme suit :

$$R_{abs} = B_{12}\rho(h\nu_{12}) \quad (3.18)$$

$$R_{émis} = A_{21} + B_{21}\rho(h\nu_{12}) \quad (3.19)$$

Si de plus, il y a N_1 et N_2 particules dans les états 1 et 2 respectivement

le nombre de transitions par unité de temps de l'état 1 vers l'état 2 est donnée par :

$$n_{12} = N_1 B_{12} \rho(h\nu_{12}) \quad (3.20)$$

Dans le même temps, le nombre de particules qui se recombinent est donnée par :

$$n_{21} = N_2 [A_{21} + B_{12} \rho(h\nu_{12})] \quad (3.21)$$

À l'équilibre, il y a autant de particules qui passent de 1 vers 2 que réciproquement.

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} \rho(h\nu_{12})}{A_{21} + B_{21} \rho(h\nu_{12})} \quad (3.22)$$

Le rapport $\frac{N_2}{N_1}$ est donné par la statistique de Boltzmann :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{E_1 - E_2}{k_b T}\right) = e\left(-\frac{h\nu_{12}}{k_b T}\right) \quad (3.23)$$

Le taux de recombinaison stimulée est donné par :

$$r_{21st} = B_{21} f_2 (1 - f_1) P(E_{21}) \quad (3.24)$$

Le taux de création de paire électron-trous est donné par :

$$r_{12} = B_{12} f_1 (1 - f_2) P(E_{21}) \quad (3.25)$$

Le taux d'émission spontanée est :

$$r_{21sp} = A_{21} f_2 (1 - f_1) \quad (3.26)$$

avec :

$$f_n = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_n - E_f}{k_b T}}} \quad (3.27)$$

La densité de photons est donnée par :

$$P(E_{21}) = \frac{8\pi n^2 E_n^3}{h^3 c^3} \left(1 + \frac{E}{n} \left(\frac{dn}{dE}\right)\right) \left(e^{\frac{E}{k_b T}} - 1\right)^{-1} \quad (3.28)$$

Le terme $\left(1 + \frac{E}{n} \left(\frac{dn}{dE}\right)\right)$ est proche de l'unité.

où :

n: l'indice de réfraction.

c: la vitesse de la lumière dans le vide.

À l'équilibre thermodynamique :

Absorption= émission stimulée+émission spontanée.

$$r_{12} = r_{12sp} + r_{21st} \quad (3.29)$$

et

$$E_{f_1} = E_{f_2} \text{ (Pas d'excitation thermique)}$$

$$P(E_{21}) = \frac{A_{21}f_2(1-f_1)}{B_{21}f_1(1-f_2) - B_{21}f_2(1-f_1)} \quad (3.30)$$

Ce qui conduit aux relations d'Einstein :

$$B_{12} = B_{21} \quad , \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi n^2 E_{21}^2}{h^3 c^3}$$

$$r_{21st} = B_{21}(f_2 - f_1)P(E_{21}) \quad (3.31)$$

Le coefficient d'absorption est donnée par :

$$\alpha(E_{21}) = \frac{n}{c} B_{21} (f_1 - f_2) = \frac{h^3 c^2}{8\pi n^2 E_{21}^2} (e^{(E_{21}/T k_B)} - 1) \quad (3.32)$$

Le gain est directement lié au taux d'émission stimulée, c'est le nombre de photon créés par émission stimulée par unité de volume et de temps :

$$g(E_{21}) = -\alpha(E_{21}) = \frac{B_{12}(f_2 - f_1)}{c/n} \quad (3.33)$$

Pour toutes les transitions possible entre un état d'énergie (E') de la bande de conduction et un état d'énergie (E'') de la bande de valence, le coefficient d'absorption est donnée par [23] :

$$\alpha(E) = \int_{E'} B_{12} \frac{n}{c} (f_c(E') - f_v(E'')) \rho(E') \rho(E'') dE' \quad (3.34)$$

Et le gain sera donné par :

$$g(E) = \int_{E'} B_{12} \frac{n}{c} (f_v(E'') - f_c(E')) \rho(E') \rho(E'') dE' \quad (3.35)$$

$\rho(E')$, $\rho(E'')$: Les densités d'états dans les bandes de valence et de conduction.

avec : $E' = E_2 - E_c$

et $E = E' - E''$

3.4 Gain optique dans un puits quantique

3.4.1 Règle de conservation de vecteur d'onde k

L'absorption (l'émission) de la lumière de fréquence ν est soumise aux lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Dans l'interaction électrons-phonon, Les états initial i et final f de l'électron sont reliés par :

$$E_i \pm h\nu = E_f \quad (3.36)$$

$$P_i \pm P = P_f \quad (3.37)$$

où E_i , E_f sont les énergies initiale et finale de l'électron, P_i et P_f Les quantités de mouvement correspondantes, et P celle du photon.

Comparons les ordres de grandeur des vecteurs d'onde des photons et des électrons. Compte tenu du fait que le gap des différents semi-conducteurs est de l'ordre de 1V, les rayonnements mise en jeu dans les composants optoélectroniques sont caractérisés par des longueur d'onde de l'ordre du micron, Il en résulte que le vecteur d'onde des photons est de l'ordre de 10^{-3}Å^{-1} .

En ce qui concerne les électrons, leur vecteur d'onde varie de zéro au centre de la zone de Brillouin.

Le vecteur d'onde du phonon est égal à $2\pi/a$, ce qui est très supérieur au vecteur d'onde du photon. Donc les transitions optique sont verticales (directes), et dans les transitions indirectes le phonon absorbe toute l'énergie [8].

3.4.2 Densité d'état réduite

Dans un puits quantique, les électrons se déplacent dans le plan des couches mais reste confinés dans l'axe perpendiculaire, La densité d'état réduite, lorsque l'on prend en compte toutes les bandes, vaut :

$$\rho_r = \frac{m_r^*}{\pi \hbar^2 L_p} \sum_{n=1}^N H(E - E_n) \quad (3.38)$$

H est la fonction de Heaviside $\left\{ \begin{array}{ll} 0 & E \neq E_n \\ 1 & E = E_n \end{array} \right.$

$$m_r^* = \frac{m_c^* m_v^*}{m_c^* + m_v^*}$$

$$E_n = E_g + E_{en} + E_{hn}$$

avec

$$E = \hbar\omega$$

3.4.3 L'expression du gain avec conservation du vecteur d'onde

Dans un puits quantique avec N niveaux d'états quantifiés, le gain de l'expression (3.35) s'écrit :

$$g(E) = \frac{\pi}{c} \sum_{n=1}^N \int_{\mathbf{k}} \frac{m_r^*}{\pi \hbar^2 L_p} H(E - E_n) B_{(\mathbf{E}', \mathbf{E})} [f_c(\mathbf{E}') - f_v(\mathbf{E}' - \mathbf{E})] d\mathbf{E}' \quad (3.39)$$

$B_{(\underline{E}, \underline{E})}$: Est la probabilité de transition donnée par [24] :

$$B_{\text{eh}}(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{m_e \varepsilon_0 \hbar \omega} |M_{\text{op}}|^2 \quad (3.40)$$

où $|M_{\text{op}}|^2$ est l'élément de la matrice optique.

L'expression du gain optique est donnée par [24] :

$$g(\omega) = \frac{\omega}{\pi \hbar^2 L_p} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cdot \frac{m_c^* \cdot m_v^*}{m_c^* + m_v^*} \cdot \sum_1^N \int_{E_{\text{tr}}}^{\infty} R_{\text{chn}}^2 \cdot (f_{\text{cn}} - f_{\text{vn}}) \cdot L(E_{\text{chn}}) \cdot dE_{\text{chn}} \quad (3.41)$$

avec :

$$f_{\text{cn}} = \left[1 + \exp \left\{ \frac{E_{\text{cn}} - E_{\text{fc}}}{K_b \cdot T} \right\} \right]^{-1} \quad (3.42)$$

$$f_{\text{vn}} = \left[1 + \exp \left\{ \frac{E_{\text{vn}} - E_{\text{hn}}}{K_b \cdot T} \right\} \right]^{-1} \quad (3.43)$$

E_{chn} représente l'écart entre les énergies E_{cn} et E_{hn} .

R_{ch} pour les modes TE est donné par :

$$R_{\text{ch}} = \frac{3}{4} \left[1 + \frac{E_{\text{gn}}}{E_{\text{cn}}} \right] (R_{\text{ch}}^2)_{\text{conv}} \quad (3.44)$$

et pour le mode TM :

$$R_{\text{ch}} = \frac{3}{2} \left[1 - \frac{E_{\text{gn}}}{E_{\text{cn}}} \right] (R_{\text{ch}}^2)_{\text{conv}} \quad (3.45)$$

où

$$(R_{\text{ch}}^2)_{\text{conv}} = \frac{e^2 \hbar^2}{2 E_{\text{eh}}} \cdot \frac{E_{\text{g}} (E_{\text{g}} + \Delta_{\text{SO}})}{(E_{\text{g}} + \frac{2}{3} \cdot \Delta_{\text{SO}}) \cdot m_e} \quad (3.46)$$

Le lorentzien $L(E_{\text{eh}})$ traduit l'élargissement spectral de chaque transition est donné par la relation suivante [25,27]

$$L(E_{\text{eh}}) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\hbar}{\tau_{\text{in}}}}{(E_{\text{eh}} - \hbar\omega)^2 + (\frac{\hbar}{\tau_{\text{in}}})^2} \quad (3.47)$$

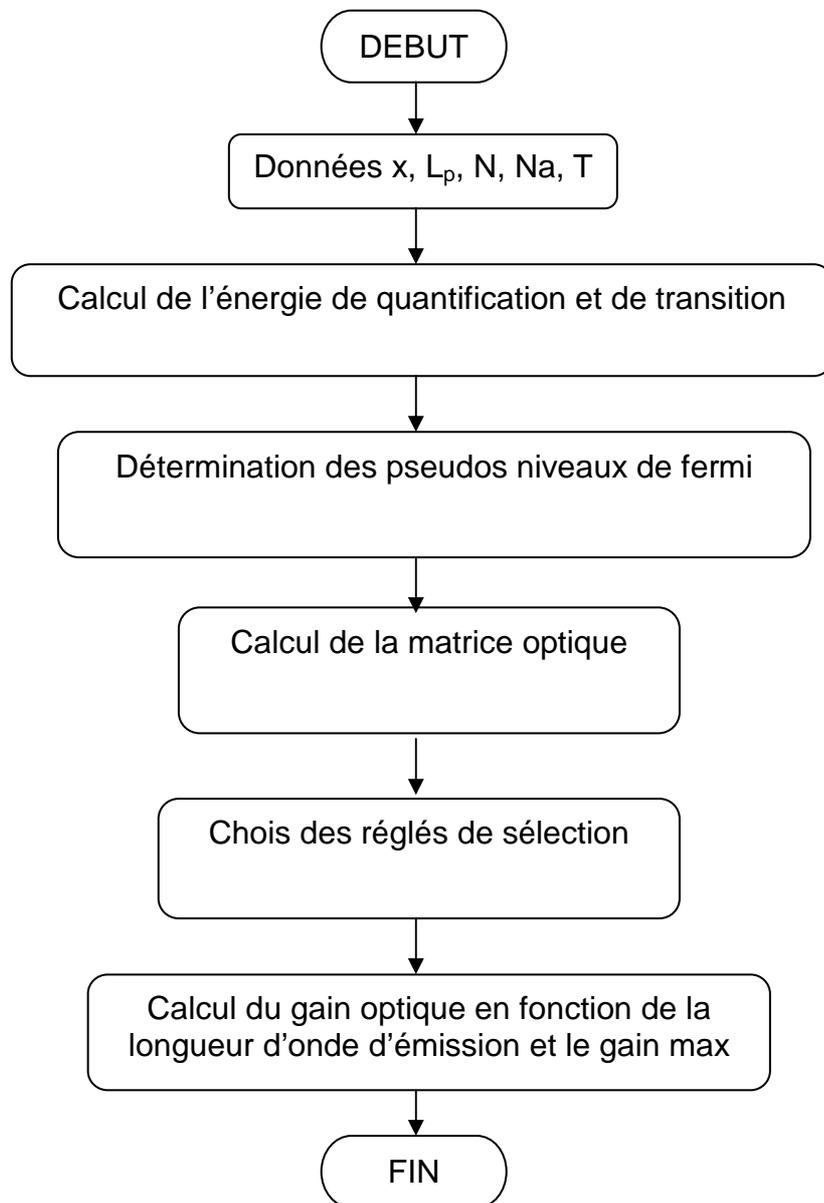
Les porteurs sont injectés avec une certaine énergie cinétique et cette énergie est dissipée par collisions électrons-électrons ou électrons-phonons (interaction avec le réseau cristallin) jusqu'à la thermalisation (c'est-à-dire que, la vitesse des électrons atteint celle qu'elle aurait à l'équilibre thermique) qui s'effectue en un temps τ_{in} (temps de relaxation interbande) extrêmement court de l'ordre du dixième de picoseconde. Ces temps sont beaucoup plus courts que les temps de vie radiative habituellement rencontrés dans les Semi-conducteurs (temps de vie radiative : temps moyen mis par les paires électrons-trous pour se recombiner par

émission spontanée de photon). L'expression du gain optique sera alors convolée avec une fonction $L(E_{eh})$ donnée par [26].

Dans notre travail nous ne considérons que les transitions électrons-trous lourds car les trous légers présentent une masse faible et par suite une densité d'état suffisamment faible et leur contribution reste négligeable.

3.4.4 Organigramme de calcul

Le calcul du gain optique est basée sur les expressions présentés précédemment et leurs enchaînements sont résumés dans l'organigramme 2 Etant donné les paramètres du puits, les niveaux d'énergie sont déterminés, ainsi que les densités d'états pour un niveau de dopage donné, à une densité d'électron (trous) dans le puits. Le calcul de la densité de porteurs et le pseudo niveaux de fermi E_{Fc} et E_{Fv} sont reliés à la densité des porteurs, Le calcul de la probabilité de transition dépendra des règles de sélection adoptées, et le gain optique est calculé à partir de l'expression (3.41).



Organigramme 2 : Calcul du gain optique et le gain max.

3.5 Spectre du gain

3.5.1 Gain mode TE et TM

La figure (3.4) représente la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes injections pour les deux modes TE et TM pour une structure $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As} / \text{GaAs}$ de largeur $L_p=70 \text{ \AA}$.

On remarque bien que Le gain du mode TM est plus faible que celui de TE, ceci est dû à l'élément de matrice du moment dipolaire et aux énergies de transitions "électrons-trous légers" qui sont très faibles. Pour illustration, nous avons choisi une composition de gallium 0.68 comprise dans la gamme déterminée [0.65-0.75]

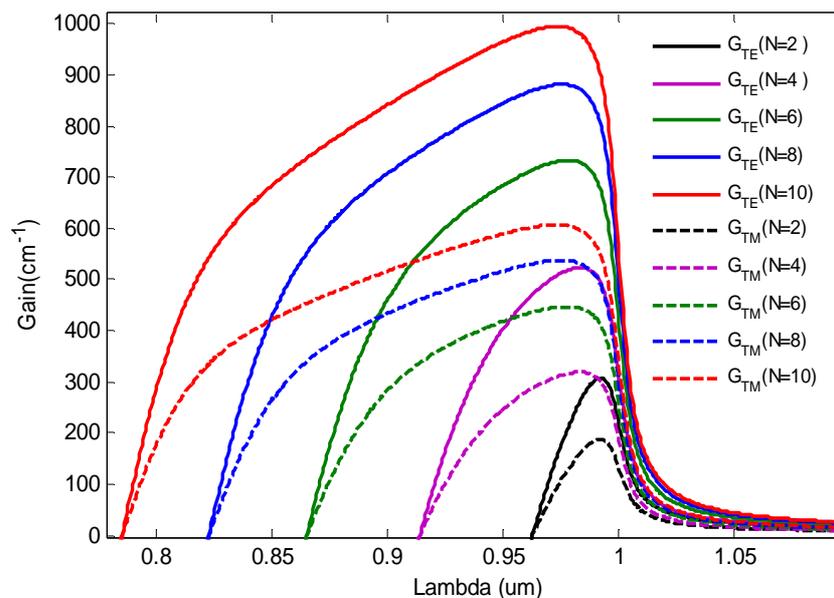


Figure 3.4 : Gain (mode TE et TM) en fonction de la longueur d'onde pour $x=0.68$, $L_p=70 \text{ \AA}$, $N_i= (2, 4, 6, 8, 10) \cdot 10^{+18} \text{ cm}^{-3}$.

3.5.2 Influence de l'injection

La figure (3.5) représente la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes densité des porteurs pour la structure $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ avec $L_p = 70 \text{ \AA}$ et $T = 300 \text{ K}$.

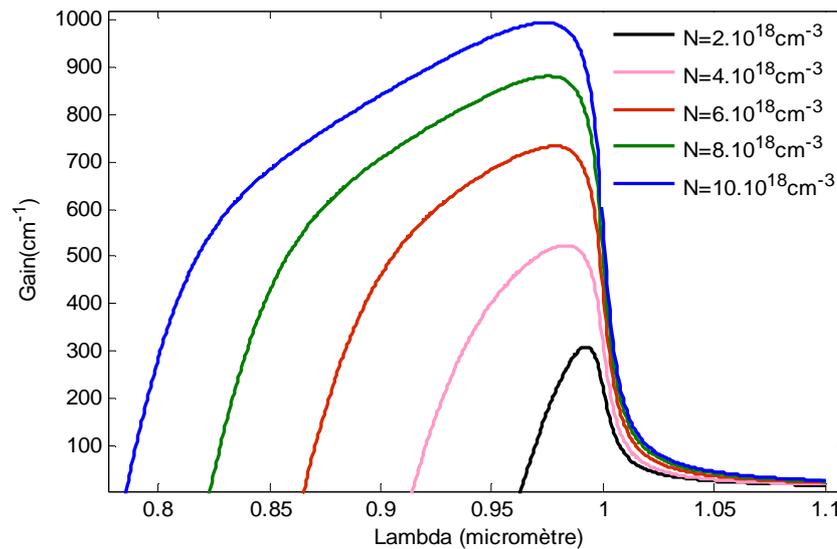


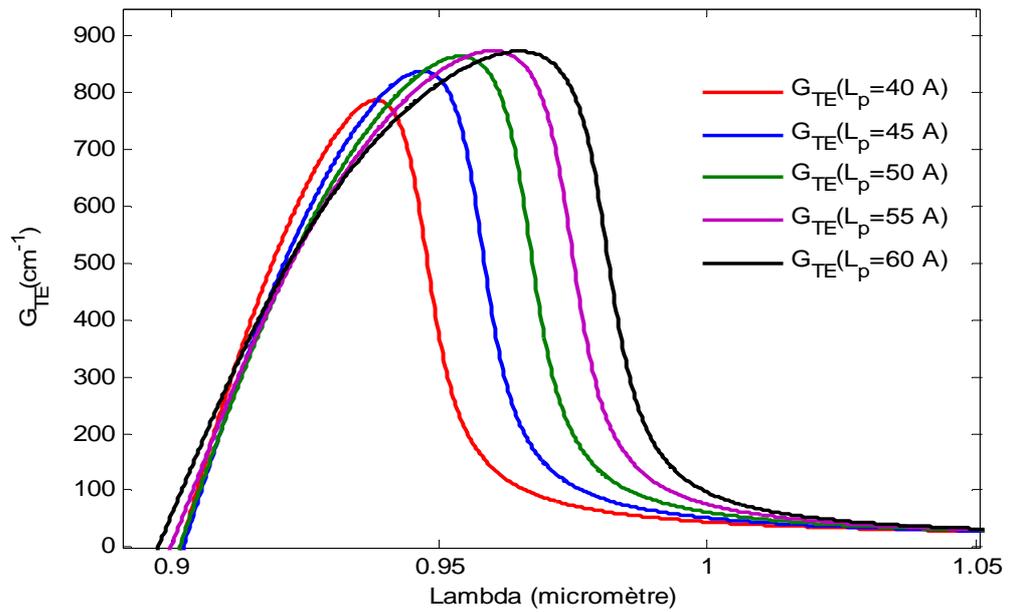
Figure 3.5 : Evolution du gain optique mode TE en fonction de la longueur d'onde de la structure $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ avec $L_p = 70 \text{ \AA}$ pour différentes injections.

Le maximum de gain varie avec la densité de porteurs. Un très faible décalage du maximum de gain vers les courtes longueurs d'onde est observé lorsque la densité de porteurs augmente. Ce phénomène est lié au remplissage des états de plus en plus élevés dans les bandes de valence et de conduction au fur et mesure de l'augmentation du nombre de porteurs.

3.5.3 Influence de la largeur du puits

Dans la figure (3.6) on représente la variation du gain optique mode TE en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes valeurs du puits L_p : a) $L_p < 60 \text{ \AA}$ et b) $L_p > 60 \text{ \AA}$.

a)



b)

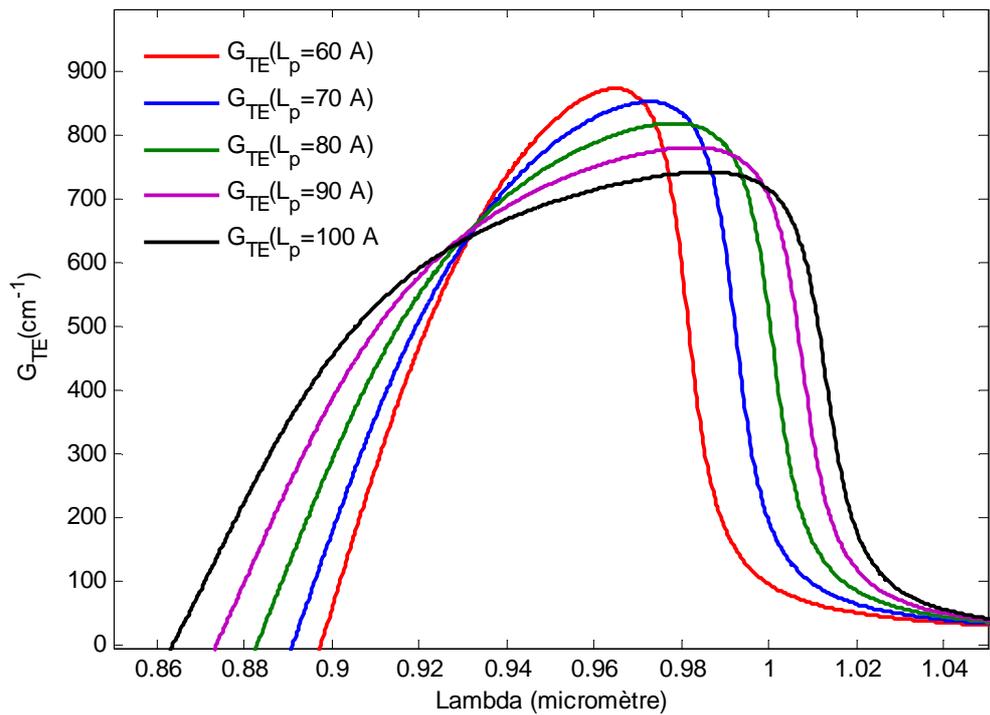


Figure 3.6 : Evolution du gain optique mode TE en fonction de la longueur d'onde pour la structure $\text{Ga}_{0.69}\text{In}_{0.31}\text{As}/\text{GaAs}$ avec $N=4.10^{+18} \text{ cm}^{-3}$ et $T=300\text{K}$, pour : a) $L_p < 60 \text{ \AA}$ et b) $L_p > 60 \text{ \AA}$.

On remarque pour des épaisseurs L_p inférieur à 60 \AA le gain est faible pour les faibles injections, ceci est dû à la réalisation de la condition de Bernard et Duraffourg puisque les niveaux fondamentaux sont très loin des sommets des bandes, on remarque aussi que l'élargissement du spectre du gain est très faible à cause de l'effet de quantification.

Pour des épaisseurs supérieures à 60 \AA , le gain diminue lorsque L_p augmente, ceci est dû à la diminution de la densité d'états qui est inversement proportionnelle à la largeur du puits, par contre l'élargissement spectral croît avec L_p .

Les intersections des spectres du gain optique sont dues à la diminution du gain et l'augmentation de $\Delta E_F = E_{Fc} - E_{Fv}$.

3.5.4 Influence de la contrainte

La figure (3.7) montre la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes concentration de gallium, on remarque qu'une augmentation de la concentration de gallium entraîne un décalage spectral vers les grandes longueurs d'ondes.

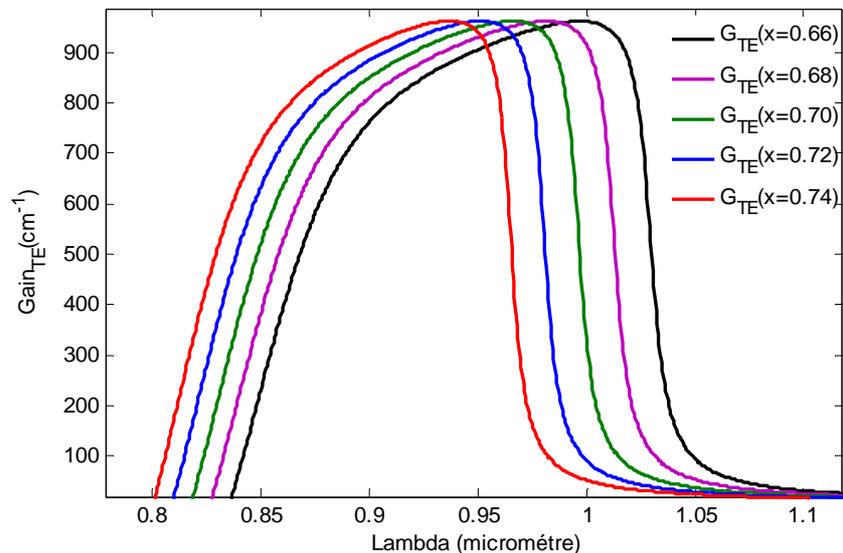


Figure 3.7 : Evolution du gain optique mode TE en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentrations du gallium avec ($L_p=85 \text{ \AA}$, $N=6.10^{+18} \text{ cm}^{-3}$).

3.5.5 Influence de dopage

Dans la figure (3.8) on représente l'influence du dopage sur le spectre du gain pour la structure $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ avec une largeur du puits $L_p=70 \text{ \AA}$, et une injection $N=8.10^{+18}\text{cm}^{-3}$ (meilleur gain).

On constate que le gain augmente avec le dopage, ceci est dû au fait que la quantité (f_c-f_v) qui augmente avec le dopage.

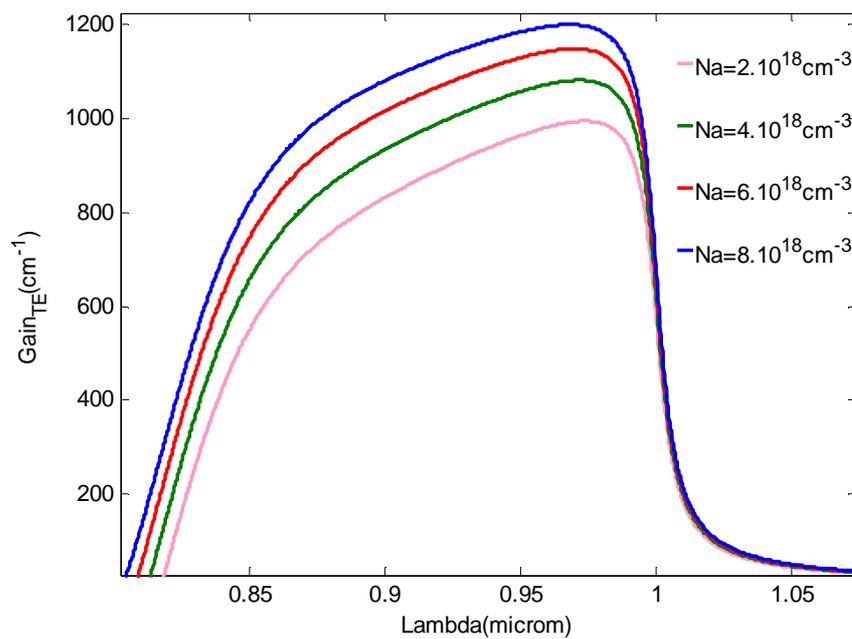


Figure 3.8 : Influence de dopage sur le spectre du gain optique mode TE pour la structure $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ ($L_p=70 \text{ \AA}$, et $N=8.10^{+18}\text{cm}^{-3}$).

3.5.6 Influence de la température

La figure (3.9) montre l'influence de la température sur le spectre du gain, Pour la structure $\text{Ga}_{0.69}\text{In}_{0.31}\text{As}/\text{GaAs}$ avec $L_p=70 \text{ \AA}$, et $N=8.10^{+10}\text{cm}^{-3}$

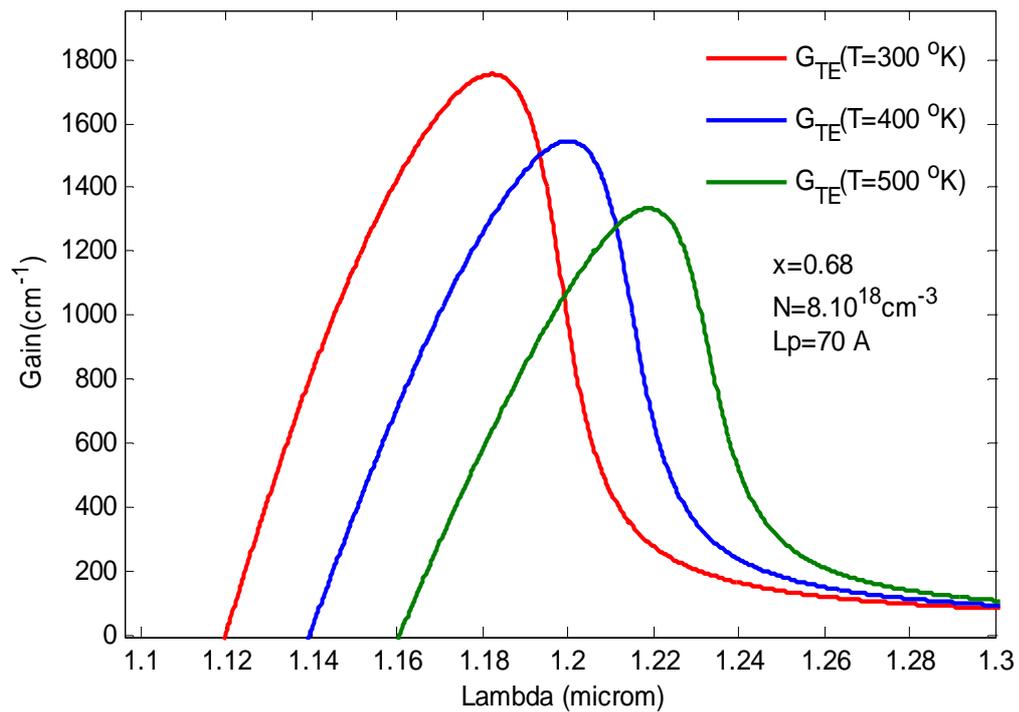


Figure 3.9 : Influence de la température sur le spectre du gain optique mode TE pour la structure $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As}/\text{GaAs}$ avec largeur du puits $L_p=70 \text{ \AA}$, et $N=8.10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

On constate que le gain diminue lorsque la température augmente, ceci est dû au terme $k_b T$ de $(f_c - f_v)$ qui apparaît dans les expressions du gain qui sont les fonctions de distribution de Fermi-Dirac. On remarque aussi un décalage du spectre de gain vers les grandes longueurs d'ondes car avec l'augmentation de la température le gap diminue, l'énergie de transition diminue, la longueur d'onde augmente et le maximum du gain diminue.

3.5.7 Evolution du gain max en fonction de l'injection

La figure (3.10) illustre l'évolution de maximum du gain optique en fonction de la densité de porteurs pour différentes largeurs du puits. Le maximum du gain augmente avec l'injection, et l'augmentation de la largeur du puits entraîne une diminution de maximum du gain.

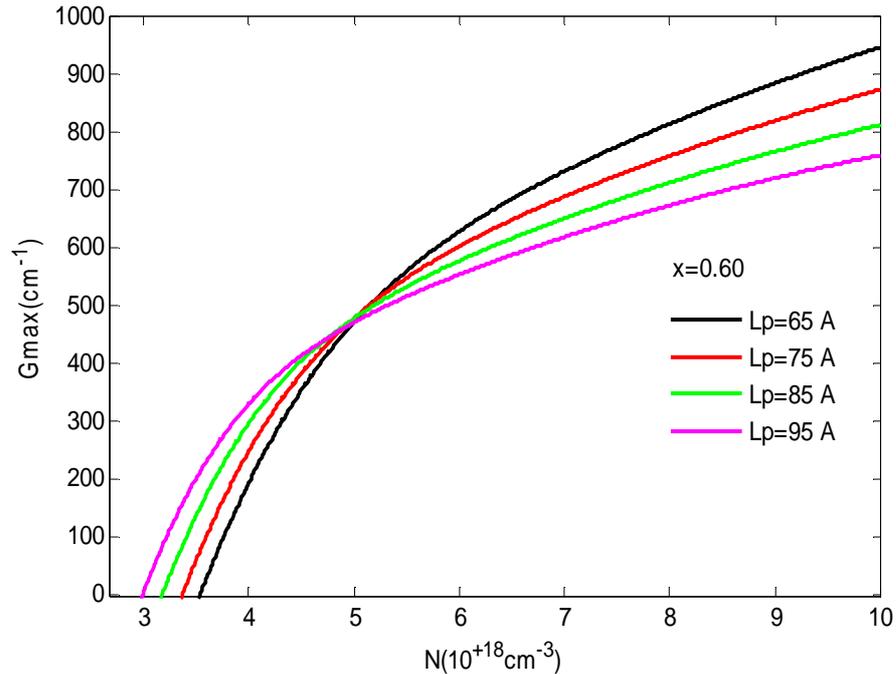


Figure 3.10 : Maximum du Gain en fonction de la densité des porteurs pour différentes largeurs du puits.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons déterminé le gain optique de la structure $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ par l'utilisation du modèle de Asada et All, en prenant en compte l'influence de plusieurs paramètres (composition du galium, largeur du puits, l'injection, le dopage, la température) sur l'élargissement du spectre du gain.

On montre que :

La largeur de puits qui donne un meilleur gain est au voisinage de 60 Å.

Le gain augmente avec l'injection.

Le gain augmente avec la concentration du galium aussi avec le dopage.

Le gain diminue avec l'augmentation de la température.

L'émission autour de la longueur d'onde 980 nm a été obtenue pour les structures suivantes : pour une densité de porteurs $N=6.10^{18} \text{cm}^{-3}$

$\text{Ga}_{0.66}\text{In}_{0.34} \text{As} / \text{GaAs}$ avec $L_p=60 \text{ \AA}$.

$\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33} \text{As} / \text{GaAs}$ avec $L_p=68 \text{ \AA}$.

$\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32} \text{As} / \text{GaAs}$ avec $L_p=80 \text{ \AA}$.

CHAPITRE 4

CALCUL DU COURANT DE SEUIL

4.1 Introduction

Le développement des diodes laser à puits quantique contraint $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ nécessite de réaliser des composants qui présentent simultanément une émission à 980 nm, une divergence du faisceau émis aussi réduite que possible, une densité de courant de seuil aussi faible que possible.

Dans ce chapitre, nous rappellerons tout d'abord les mécanismes de génération et de recombinaison des porteurs dans un puits quantique contraint ainsi que le facteur de confinement, le gain modal et les relations ainsi établies nous permettent de déterminer le gain max, ensuite nous calculerons le courant de seuil et analyser l'influence des différents paramètres qui définissent la structure de la diode laser et délimitent les domaines de valeurs de ces paramètres qui conduisent à un faible courant de seuil.

4.2 Cavité laser

Une fois l'inversion de population atteinte, un faisceau lumineux amplifié naît dans la cavité Fabry-Pérot. Cette cavité, composée de deux miroirs plans parallèles semi-réfléchissants (faces clivées) va permettre à l'onde de faire des allers et retours et d'être amplifiée (figure 3.2). D'après la loi de Beer-Lambert, on peut établir l'équation de l'intensité de l'onde lumineuse après un aller-retour dans la cavité :

$$I_{R1R2} = I_0 R_1 R_2 \exp(2(g - \alpha)L) \quad (4.1)$$

I_{R1R2} : Intensité du faisceau lumineux après un aller-retour.

I_0 : Intensité avant amplification du faisceau lumineux.

R_1 et R_2 : Pouvoirs réflecteurs des miroirs de la cavité ($R_1=R_2= 32\%$).

g : Gain du milieu amplificateur.

α_i : Pertes intrinsèques du matériau.

L : Longueur de la cavité.

On peut écrire les pertes de la cavité de la façon suivante :

$$\alpha = \alpha_i + \alpha_m \quad (4.2)$$

avec :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \cdot \ln \left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2} \right) : \text{Pertes aux miroirs où pertes Fabry-Pérot.}$$

α_i : Pertes intrinsèques du matériau.

Si on exprime le champ électrique de l'onde électromagnétique après un aller-retour dans le milieu amplificateur, on a :

$$E_{R_1 R_2}(t) = E_0 r_1 r_2 e^{i\omega t} e^{(g - \alpha_i)L} e^{2ikL} \quad (4.3)$$

avec

$E_{R_1 R_2}(t)$: Champ électrique après un aller-retour dans la cavité.

E_0 : Amplitude du champ au départ.

r_1 et r_2 : Coefficients de réflexion des faces de la cavité ($R \sim r^2$).

$e^{(g - \alpha_i)L}$: Facteur de gain correspondant au passage dans le milieu amplificateur.

e^{2ikL} : Déphasage induit par le trajet, k le vecteur d'onde.

Ainsi, le champ électrique résultant de la somme de toutes les ondes se propageant dans la cavité et correspondant aux interférences constructives devient :

$$E = E_0 \frac{e^{i\omega t}}{(1 - r_1 \cdot r_2 e^{(g - \alpha_i)L} \cdot e^{i2kL})} \quad (4.4)$$

4.3 Oscillation laser

Lorsque le champ électromagnétique devient divergent, c'est à dire que le dénominateur de l'équation (4.4) s'annule, on atteint la condition d'obtention de l'oscillation laser. Ceci conduit à deux conditions.

- Condition sur le gain

Pour avoir l'amplification laser, le gain g du milieu doit être supérieur aux pertes α de la cavité, on obtient d'après l'équation (4.3) l'inégalité suivante :

$$r_1 r_2 e^{i\omega t} \cdot e^{(g - \alpha)L} > 1 \quad (4.5)$$

soit $g > g_{\text{Seuil}}$

$$g_{\text{Seuil}} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (4.6)$$

- Condition sur la phase

Pour que le champ diverge, la condition imposée à la phase est la suivante :

$$e^{i2kL} = 1$$

donc $2kL = 2m\pi$ ou $k = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}$

ainsi on trouve : $2n_{\text{eff}}L = m\lambda$

avec

m : Numéro du mode.

n_{eff} : Indice effectif du mode.

λ : Longueur d'onde.

Si on différencie λ par rapport à m en supposant que l'indice effectif n_{eff} est indépendant de la longueur d'onde dans le domaine spectral d'étude, on obtient l'intervalle spectral libre $\Delta\lambda$ c'est à dire l'intervalle entre deux modes longitudinaux consécutifs :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_{\text{eff}}L} \quad (4.7)$$

La cavité sera résonnante pour tous les modes vérifiant ces deux conditions, le spectre de cette cavité est donc un peigne de Dirac donc les pics sont espacés de la quantité $\Delta\lambda$.

4.4 Facteur de confinement optique

La proportion de l'énergie qui est effectivement présente dans la partie amplificatrice est définie par le facteur de confinement Γ qui est donné par l'expression:

$$\Gamma = \frac{\int_0^L E^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} E^2 dz} \quad (4.8)$$

Il doit être pris en compte dans le calcul de l'amplification de l'onde. Considérons un laser à semi-conducteurs à double hétérostructure de longueur L , dont les réflectivités en amplitude des miroirs à l'entrée et en sortie sont r_1 et r_2 , et dont le milieu amplificateur, constitué de puits quantiques, comporte un gain g et des pertes internes α_i . Cette structure est un guide d'onde.

Le gain est présent dans la région active et la distribution transverse s'étend en dehors de cette zone.

Suivant le mode de propagation le facteur de confinement s'écrit par la relation suivante [16] :

$$\Gamma = \left[1 + \frac{\cos\left(K\frac{L}{2}\right)^2}{\frac{K_0^2 L}{2} (n_a^2 - n_b^2) \left(\frac{L}{2} + \frac{1}{K} \sin\left(\frac{KL}{2}\right) \cos\left(\frac{KL}{2}\right)\right)} \right]^{-1} \quad (4.10)$$

On peut augmenter le facteur de confinement en remplaçant le puits unique par une structure à multipuits quantiques, le facteur de confinement s'exprime par la relation suivante :

$$\Gamma = 2\pi^2 (N_p L_p + N_b L_b) \frac{(n_a^2 - n_b^2)}{\lambda_0^2} N_p L_p \quad (4.12)$$

où

N_p et N_b les nombres de puits et de barrières, L_p et L_b leurs épaisseurs respectives. n_p et n_b : indices respectifs des matériaux puits et barrière.

Par rapport au puits quantique unique, les multipuits quantiques augmentent le facteur de confinement mais en parallèle diminuent le gain optique notamment à faible injection.

La figure (4.1) montre l'évolution de facteur de confinement avec l'épaisseur de la couche active pour différentes compositions du gallium pour un puits quantique unique.

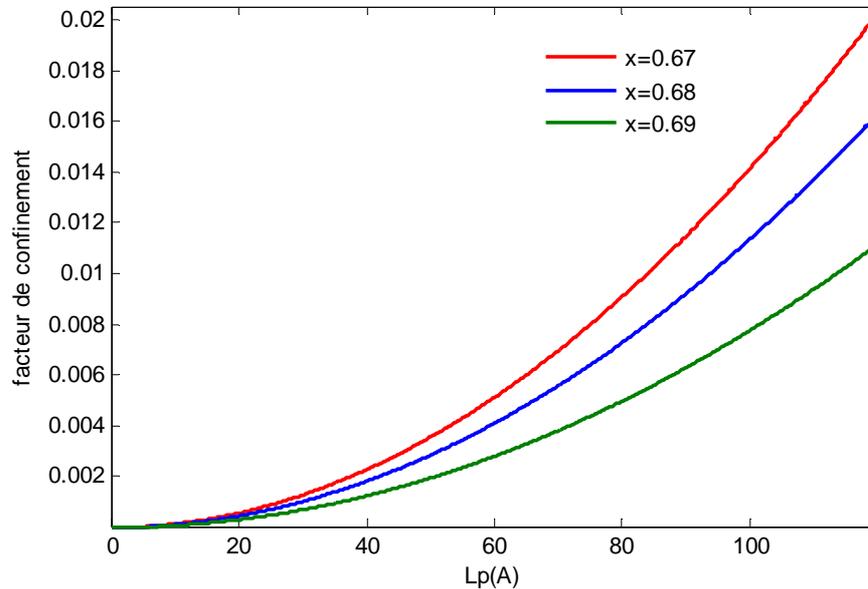


Figure 4.1 : Facteur de confinement en fonction de l'épaisseur de la couche active.

On constate que le facteur de confinement croît avec l'épaisseur de la couche active.

4.5 Indice de réfraction

L'expression qui permet de calculer l'indice de réfraction d'un matériau GaInAs contraint est donné par [28] :

$$n_r^2(\hbar\omega) = 1 + \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - (\hbar\omega)^2} \quad (4.13)$$

avec :

E_0 : l'énergie moyenne de l'oscillateur.

E_d : l'énergie de dispersion.

Dans la figure (4.2), on représente la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes concentrations du gallium.

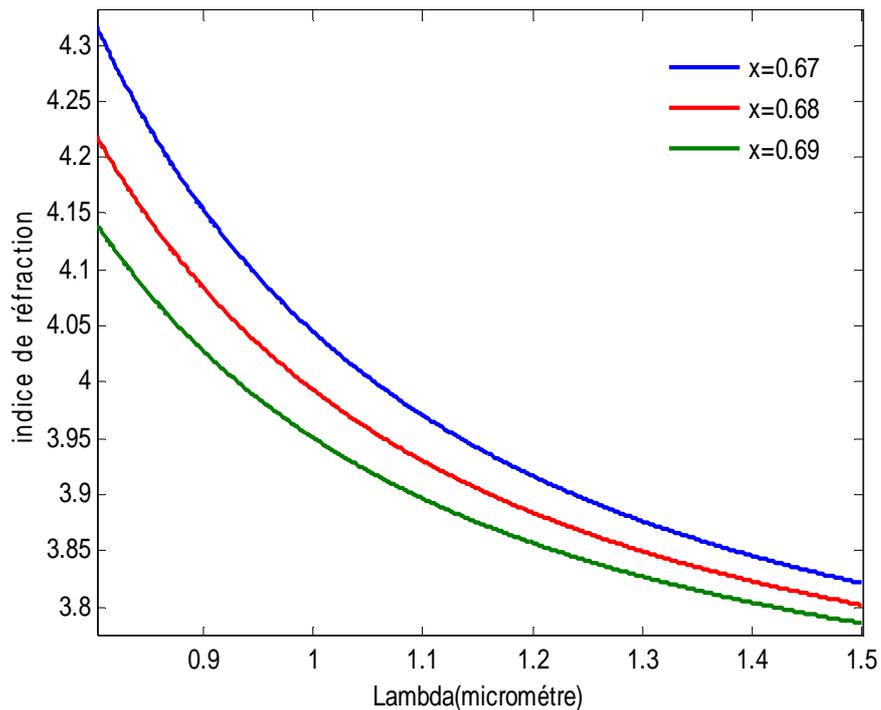


Figure 4.2 : Indice de réfraction de la couche active $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentration du gallium.

4.6 Les mécanismes de recombinaisons des porteurs

Les porteurs injectés dans le laser sont consommés à travers différents processus de recombinaisons :

- Le premier effet est de loin le plus important, il s'agit de la recombinaison radiative des porteurs par émission spontanée. Ce taux est directement proportionnel à la densité d'électrons dans la bande de conduction et à celle des trous dans la bande de valence (BN^2) où B est appelé coefficient de recombinaison radiative ou bimoléculaire et N la densité de porteurs.
- Recombinaison non-radiative sur les défauts dont les niveaux d'énergie sont dans le gap : les porteurs sont piégés par un défaut, la recombinaison ne met en jeu qu'un porteur libre. Le mécanisme est donc directement proportionnel à la densité de porteurs (AN), où A est fonction de la quantité de défauts et est appelé coefficient de recombinaison linéaire.

- Recombinaison non radiative Auger. Il s'agit d'une transition d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence, bien souvent entre deux valeurs différentes de vecteur d'onde. Dans ce processus, deux électrons et un trou interviennent, le taux de recombinaison est donc proportionnel à la densité de porteurs au cube (CN^3), où C est le coefficient Auger.

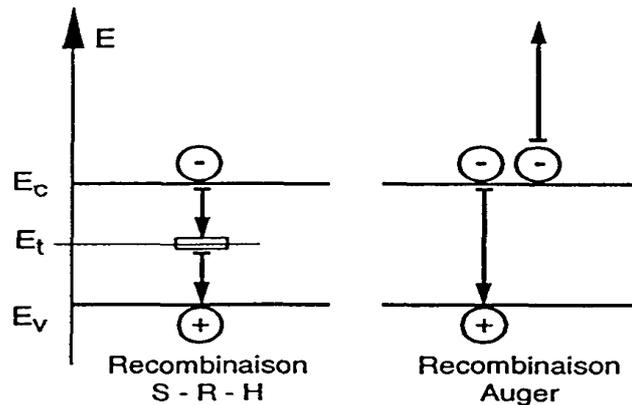


Figure 4.3 : Recombinaison non radiative par les processus non radiative sur les défauts(S-R-H) et Auger.

Le taux total de recombinaison, s'écrit alors :

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3 = \frac{N}{\tau_{rec}} \quad (4.14)$$

où τ_{rec} est le temps de recombinaison des porteurs.

4.7 Densité de courant de seuil J_{seuil}

Par définition la densité de courant de seuil J_{seuil} (A/m^2) d'une source laser est la densité de courant minimale permettant d'obtenir un rayonnement laser. On peut calculer J_{seuil} à partir de l'expression [29]:

$$J_s = q L_p B_{eff} N_s^2 + q L_p C_{Aug} N_s^3 \quad (4.15)$$

$B_{eff} = 0.8 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ coefficient de recombinaison effectif.

$C_{Aug}(\text{GaInAs}) = 4 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ coefficient de recombinaison non radiative Auger [29].

Et comme nous l'avons montré précédemment, le gain au seuil est donné par la relation (4.6).

Les pertes internes sont supposées égales à 10 cm^{-1} , la longueur de la cavité est fixée à $300 \text{ }\mu\text{m}$ et les réflectivités R_1 et R_2 sont égales à 0.32 , ce qui correspond à un gain au seuil :

$$g_{\text{Seuil}} = \frac{48}{L} \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad (4.16)$$

Pour déterminer la densité des porteurs au seuil N_s , nous avons tracé les courbes du gain max en fonction de l'injection, et pour $g_{\text{seuil}} = G_{\text{max}}(N_s)$ on trouve N_s , Ensuite, nous avons déterminé la densité de courant de seuil.

Dans la figure (4.4) on a représenté la variation de la densité de courant de seuil en fonction de la largeur du puits, On remarque que pour une structure $\text{Ga}_{0.66}\text{In}_{0.34}\text{As}$ la densité de courant de seuil est 46 A/cm^2 à la température ambiante, et pour la structure $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{As}$, elle est au voisinage de 32 A/cm^2 .

On constate qu'une augmentation de la contrainte provoque une diminution de la densité de courant de seuil.

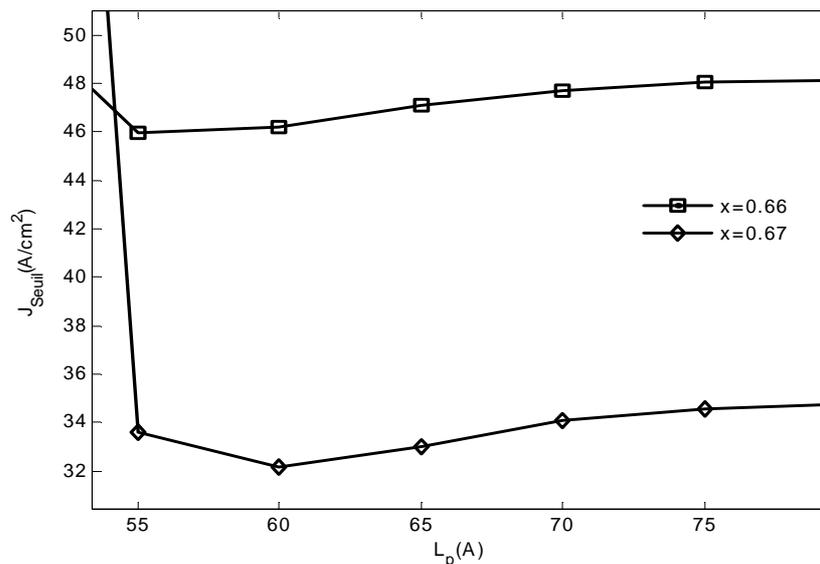


Figure 4.4 : Evolution de la densité de courant de seuil en fonction de la largeur du puits pour (1) $\text{Ga}_{0.66}\text{In}_{0.34}\text{As}$, (2) $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{As}$ à $T=300 \text{ }^\circ\text{K}$

Sensibilité à la température

Nous avons tracé sur la figure (4.5) l'évolution de la densité de courant de seuil en fonction de la largeur du puits pour la structure $\text{Ga}_{0.66}\text{In}_{0.34}\text{As}$ à la température $T=300 \text{ }^\circ\text{K}$, on remarque que la densité de courant de seuil croit

rapidement avec la largeur du puits, et comme on peut l'observer sur la figure (4.6) l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la densité de courant de seuil.

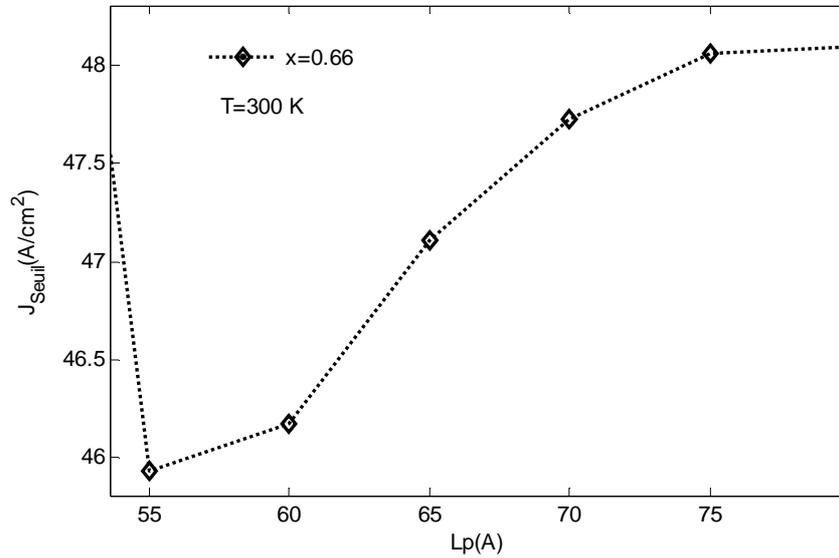


Figure 4.5 : Evolution de la densité de courant de seuil en fonction de la largeur du puits pour la structure $\text{Ga}_{0.66}\text{In}_{0.34}\text{As}$ à $T=300\text{ K}$.

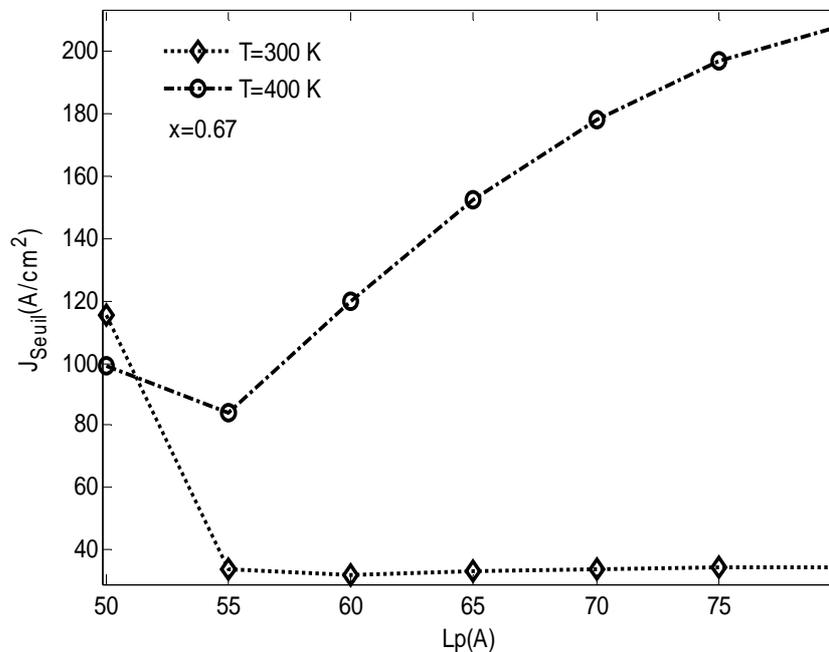


Figure 4.6 : Evolution de la densité de courant de seuil en fonction de la largeur du puits pour $\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.34}\text{As}$ pour différentes températures.

Nous avons reporté dans le tableau (2) les densités de courant de seuil pour plusieurs couples (composition du gallium, largeurs du puits)

x	0.66	0.67	0.68	0.69
$L_p(\text{Å})$	55	60	65	70
$J_{\text{seuil}}(\text{A/cm}^2)$ à $T=300\text{ °K}$	45.93	32.15	22.58	15.38

Tableau 2 : Densité de courant de seuil pour plusieurs couples (x, L_p).

4. 8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons calculé la densité du courant de seuil et l'influence des différents paramètres qui définissent la structure de la diode laser et délimitent les domaines de valeurs de ces paramètres qui conduisent à un faible courant de seuil.

Nous avons montré que :

- L'augmentation de la contrainte provoque une diminution de la densité de courant de seuil.
- L'augmentation de la température entraîne une augmentation de la densité de courant de seuil.

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce travail était de calculer l'énergie de transition dans la structure à puits quantiques contraint $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, en vue de son utilisation dans la réalisation des diodes lasers notamment le pompage d'amplificateurs à fibres optiques dopées erbium 980 nm.

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé les propriétés physiques et électroniques des semi-conducteurs III-V (la structure de la bande interdite, les masses effectives des électrons et des trous), nous avons également rappelé les notions concernant les hétérostructures (notion d'épitaxie, épaisseur critique, système à puits quantique) et les conditions nécessaires à l'apparition des phénomènes de quantification d'énergies.

Dans le second chapitre, nous avons étudié le phénomène de confinement des porteurs de charges dans le système $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ contraint et nous avons analysé l'influence des divers paramètres (composition de gallium, largeur de puits) sur la longueur d'onde d'émission. Finalement, nous avons déterminé des couples (x, L_p) convenables pour l'obtention de la longueur d'onde $\lambda=980$ nm.

Les résultats de notre simulation montrent que :

- L'hétérostructure $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ est de type I (les électrons et les trous sont confinés dans le puits) pour les compositions $x < 0.75$, et Pour les compositions $x < 0.5$, l'épaisseur critique devient très faible.
- Le choix de la composition du gallium entre $(0.65-0.75)$, permet d'obtenir la longueur d'onde de 980 nm.

Dans la troisième chapitre, nous avons utilisé le modèle d'Asada et Al pour déterminer le gain optique de la structure étudiée, Nous avons pris en compte

l'influence de plusieurs paramètres (composition du gallium, largeur du puits, injection, dopage et température) sur l'élargissement du spectre du gain.

Nous avons montré que :

- Le gain augmente avec l'injection et avec la concentration du gallium.
- La largeur du puits donne un meilleur du gain au voisinage de 60 Å.
- Le gain augmente aussi avec le dopage et diminue avec l'augmentation de la température.

L'émission autour de la longueur d'onde 980 nm a été obtenue pour les structures suivantes : pour une densité de porteurs $N=6.10^{+18}\text{cm}^{-3}$

$\text{Ga}_{0.66}\text{In}_{0.34}\text{As} / \text{GaAs}$ avec $L_p=60\text{ \AA}$.

$\text{Ga}_{0.67}\text{In}_{0.33}\text{As} / \text{GaAs}$ avec $L_p=68\text{ \AA}$.

$\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{As} / \text{GaAs}$ avec $L_p=80\text{ \AA}$.

Dans le quatrième chapitre, nous avons calculé la densité du courant de seuil et analysé l'influence des différents paramètres qui définissent la structure de la diode laser et délimitent les domaines de valeurs de ces paramètres qui conduisent à un faible courant de seuil.

Nous avons montré que :

- L'augmentation de la contrainte provoque une diminution de la densité de courant de seuil.
- L'augmentation de la température entraîne une augmentation de la densité de courant de seuil.

Dans les perspectives, on peut affiner les résultats obtenus en prenant en compte l'effet de la longueur de la cavité L et les épaisseurs des couches barrières.

APPENDICE A

Les amplificateurs à semi-conducteurs

L'élément fondamental d'un amplificateur comme d'un laser à semi conducteur est une hétérostructure, C'est à dire une jonction p-n à l'intérieur de laquelle est insérée une couche d'environ 0,1 μm d'un matériau semi conducteur de bande interdite plus faible que celles des zones avoisinantes mais de structure cristalline très proche (même constante de réseau). Cette couche centrale, aussi appelée zone active, sert à confiner à la fois les porteurs de charge (électrons et trous) et les photons créés. Si l'on utilise des matériaux de bande interdite directe et qu'on injecte des porteurs par polarisation de la jonction dans le sens direct, le passage d'un photon de longueur d'onde correspondant à la bande interdite de la zone active provoque l'émission de photons à la même longueur d'onde par recombinaison radiative d'électrons avec des trous. L'amplification du signal optique résulte alors de cette production de photons, connue sous le nom d'émission stimulée.

Les amplificateurs à fibres dopées à l'erbium

Les amplificateurs à fibres dopées à l'erbium sont les plus communs. Les longueurs d'ondes de travail sont réparties en deux fenêtres. La bande Conventionnelle (d'où C-Band) entre 1525 nm et 1 565 nm et la bande Longue (appelée L-Band) entre 1570 nm et 1610 nm. Ces deux bandes peuvent être indifféremment amplifiées par ce type d'amplificateur, mais on préfère souvent utiliser des amplificateurs optimisés pour chaque application.

La principale différence entre les amplificateurs pour bande C ou L est que pour la bande L, la longueur de fibre dopée est nettement plus longue, ce qui nécessite un pompage optique moins fort.

Il existe deux longueurs d'onde pour le pompage optique de ce type d'amplificateur : 980 nm et 1480 nm. La longueur d'onde de 980 nm est habituellement utilisée pour des équipements à faible bruit. Par contre, comme la fenêtre d'absorption est relativement étroite, on doit utiliser des sources lasers stabilisées. La fenêtre d'absorption de la longueur d'onde de 1480 nm est plus large et est habituellement utilisée pour des amplifications de plus forte puissance. Le pompage optique à ces deux longueurs d'ondes est habituellement utilisé en conjonction dans les systèmes.

L'EDFA : est un amplificateur optique à fibre dopée aux ions erbium composé d'une petite longueur de fibre dopée aux ions Er^{3+} . Le signal optique à amplifier ainsi que le laser pompe (apportant l'énergie) sont couplés dans la fibre dopée et émettent dans la même direction.

Les amplificateurs à fibre dopée ont été introduits dès 1964 et commercialisés au début des années 1990. Il s'agit de morceaux de fibres optiques de longueur variant de quelques centimètres à quelques dizaines de mètres dans le cœur desquelles ont été ajoutés des ions de terre rare. Le dopant le plus utilisé est l'erbium qui permet d'obtenir du gain sur la fenêtre de spectrale dite C (central wavelengths) qui couvre les longueurs d'onde de 1528 à 1563 nm. Lorsqu'un signal laser de longueur d'onde plus faible (980 ou 1480 nm) dit signal de pompe est envoyé dans la fibre, les dopants passent dans un état de plus haute énergie dit excité. Le passage d'un photon dans la bande de gain stimule les ions excités à relâcher des photons de même longueur d'onde et on retrouve le phénomène d'amplification par émission stimulée. La nature de la radiation (relaxation d'ions) fait que la dynamique de ce milieu est généralement plus lente que celle des amplificateurs à semi-conducteur. Cependant le gain est quasi indépendant de la température.

Principe d'amplification :

Le phénomène d'amplification qui se situe principalement au niveau sa fibre dopée par une petite quantité d'ions Erbium, terre rare, est basé sur le mécanisme d'émission stimulée. L'erbium est le plus couramment utilisé, car il fournit une transition amplificatrice à la longueur d'onde de 1550nm (fenêtre télécommunication).

Les électrons associés aux ions erbium peuvent avoir différentes énergies (figure). L'énergie lumineuse externe (provenant du laser pompe) de longueur d'onde (980nm) correspondant à l'énergie de la transition entre le niveau fondamental (état fondamental n) et le niveau haut (état supérieur $n+2$), est absorbée et peuple le niveau supérieur d'ions d'erbium. Cet état ayant une durée de vie très courte, ces ions tendent à revenir vers un état d'énergie plus faible. Ils retombent dans un premier temps au niveau métastable ($n+1$), sans émission radiative. Puis le retour vers l'état stable n , avec émission spontanée ou sous l'action des photons incidents (signal d'entrée), donnant l'émission stimulée [31].

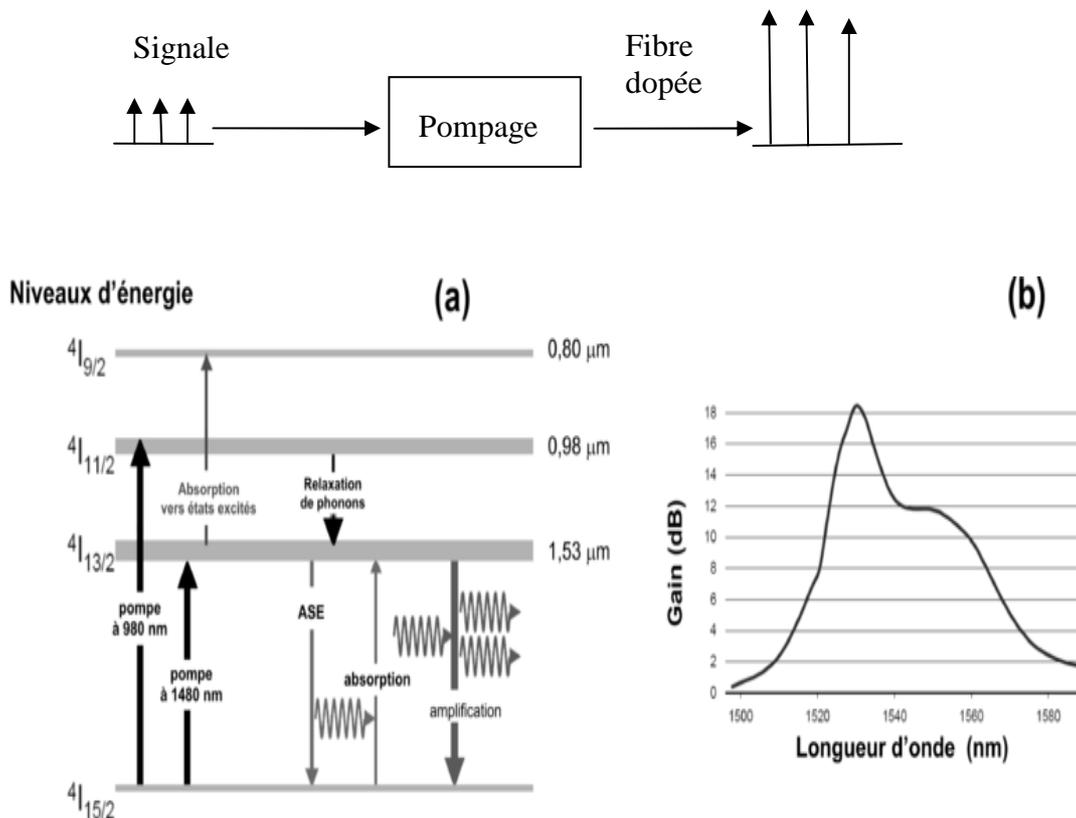


Figure : Principe d'amplification dans les fibres optique dopée Erbium

APPENDICE B
TABLEAUX DES PARAMETRES PHYSIQUES

Paramètres	GaAs	InAs
a(Å)	5.6533	6.0584
Δ_0 (eV)	0.34	0.38
a_c (eV)	-7.17	-5.08
a_v (eV)	1.16	1
b(eV)	-1.7	-1.8
$C_{11}(10^{11}\text{dyn/cm}^2)$	11.88	8.329
$C_{12}(10^{11}\text{dyn/cm}^2)$	5.38	4.526
$m_e(m_0)$	0.082	0.025
$m_{hh}(m_0)$	0.45	0.41
$m_{lh}(m_0)$	0.067	0.023
n	3.62	3.89

Tableau2 : Les paramètres physiques des binaire GaIn et InAs.

SYMBOLES

a_c : Potentiel de déformation de la bande de conduction.

a_v : Potentiel de déformation de la bande de valence.

b : potentiel de déformation tétragonle.

C_{ij} : Tenseur d'élasticité.

ε_{ij} : Tenseur de déformation.

$\bar{\delta}_{ij}$: tenseur de contrainte.

E_c : L'énergie de la bande de conduction.

E_v : L'énergie de la bande de valence.

E_{vav} : L'énergie moyenne de la bande de valence.

E_{hh} : L'énergie de trou lourd.

E_{lh} : L'énergie de trou léger.

E_{so} : L'énergie de la bande spin-orbite.

ΔE_{hh} : Décalage de l'énergie de trous lourds.

ΔE_{lh} : Décalage de l'énergie de trous légers.

E_g : Le gap de matériau.

E_{ghh} : Le gap des trous lourds.

E_{glh} : Le gap des trous légers.

E_{tr} : L'énergie de transition.

Δ : L'énergie de split-off

λ : La longueur d'onde.

λ_0 : La longueur d'onde dans le vide.

m_0^* : Masse effective d'électron dans le vide.

m_e^* : Masse effective d'électron dans le puits.

m_b^* : Masse effective d'électron dans la barrière.

m_{hh}^* : Masse effective des trous lourds.

m_{lh}^* : Masse effective des trous légers.

m_r^* : Masse effective réduite.

x : Composition de gallium.
 L_p : Largeur du puits.
 L_c : L'épaisseur critique.
 V_0 : Barrière de potentiel.
 E_n : L'énergie de quantification de niveau n .
 E_{FC} : Pseudo niveau de fermi bande conduction.
 E_{FV} : Pseudo niveau de fermi bande valence.
 a_{GaAs} : Paramètre de maille du substrat GaAs.
 a_{GaInAs} : Paramètre de maille de la couche active.
 k : Vecteur d'onde.
 c : La vitesse de la lumière dans le vide.
 h : la constante de Plank.
 $\Psi(r)$: La fonction d'onde.
 $U(r)$: fonction de Bloch.
 $f(r)$: La fonction enveloppe.
 H : L'hamiltonien.
 ω : La pulsation du photon.
 β : la constante de propagation complexe.
 Γ : Le facteur de confinement.
 α_{int} : Les pertes internes.
 L : La longueur de la cavité.
 R_i : Le coefficient de réflexion.
 α_m : Les pertes au niveau de miroir.
 n_r : L'indice de réfraction.
 n_{eff} : Indice effectif du mode.
 T : La température.
 g : Le gain optique.
 α : Le Coefficient d'absorption.
 g_{Seuil} : Le gain au seuil.
 N_p : nombre des puits.
 N_b : nombre des barrières.
 τ_{rec} : Le temps de recombinaison des porteurs.
 E_0 : L'énergie moyenne de l'oscillateur.

E_d : L'énergie de dispersion.

B_{eff} : Coefficient de recombinaison effectif.

C_{Aug} : Coefficient de recombinaison non radiative Auger.

J_{seuil} : La densité de courant de seuil.

ζ : La durée de vie des porteurs.

N : La densité des porteurs injectés.

N_t : La densité de transparence.

N_s : La densité des porteurs au seuil.

ϵ_0 : La permittivité dans le vide.

μ_0 : La perméabilité dans le vide.

ϵ_r : La permittivité relative du milieu.

μ_r : La perméabilité relative du milieu.

$P(E_{21})$: La densité des photons.

$\rho_{v,c}$: La densité d'état dans les bandes (valence et conduction).

$P_{i,f}$: Les quantités de mouvement (état initiale et finale).

ρ_r : La densité d'état réduite.

$L(E_{eh})$: Le lorentzien.

ν : La fréquence de l'onde électromagnétique.

REFERENCES

1. C. H. Gao, H. Y. Ong, W. J. Fan, S. F. Yoon, "Analysis of optical gain and threshold current density of 980 nm InGaAs/GaAs compressively strained quantum well lasers", *Computational Materials Science* 30, pp. 296-302 (2004), Singapore.
2. Hélène Leymarie, "Modélisation de diodes laser à puits quantiques contraints GaInAs émettant dans la gamme des 980 nm", Université Paul Sabatier de toulouse CNRS (1994).
3. D. C. Liu, C. P. Lee, C. M. Tsai, T. F. Lei, J. S. Tsang, W. H. Chiang, and Y. K. Tu, " Role of cladding layer thicknesses on strained - layer InGaAs/GaAs single and multiple quantum well lasers", *J. Appl. Phys.* 73, pp. 8027-8035 (1993).
4. T. S. Kim, J. Y. Park, T. V. Cuong, C. H. Hong, "Optical property of In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs Strained multiple Quantum-wells grown by using MOCVD ", *journal of crystal Growth* 268, pp. 59-63 (2004)
5. Olivier GILARD, "Contribution à la modélisation de diodes laser à puits quantiques contraints pour télécommunications optiques ", Thèse, université Paul Sabatier, Toulouse (1999).
6. Henry Mathieu, " Physique des semi-conducteurs et des composants", Masson (1987).
7. Slimani Amel, "Etude et modélisation des hétérostructures à puits quantique contraints GaInAs/InP ", Thèse, Département de physique, université de Blida (2001).
8. Emmanuel Rosencher, Borge Vinter , " Optoélectronique ", Dunod (2002).
9. Béatrice SAINT-CRICQ, « Diode laser à puits quantique : Modélisation physique et réalisation par épitaxie par jets moléculaires de dispositifs GaAs/GaAlAs » thèse, University paul sabatier de Toulouse (1987).
10. H. C. Casy, Gr, M. B. Panish, "Hétérostructure lasers" Part A, Appl, London (1978).

11. Michael C. Y. Chan, Charles Surya and P. K. A. Wai, " The effects of interdiffusion on the subbands in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_{0.04}\text{As}_{0.96}$ /GaAs quantum well for 1.3 and 1.55 μm operation wavelengths ", Journal of applied physics, Vol. 90, N^o. 1, Department of Electronic and Information Engineering, The Hong Kong Polytechnic University, (2001).
12. J. P. Hirth and J. Lothe, "Theory of dislocations", ed. Mac. Graw. Hill (1936).
13. Pikus. G. E and Bir. G. L, "Effect of déformation on the Hole Energy spectrum of germanium and silicon", Sov. Phys. Solid. Vol. 1, pp. 1502-1517 (1960).
14. T. Y. Wang and G. B. Stringfellow, "Strain effects on GaInAs/InP single quantum wells grown by organometallic vapor-phase epitaxy with $0 < x < 1$ ", J. Appl. Phys. 67, pp. 344-353 (1990).
15. Attia Daoudi, " Modélisation et calcul du gain optique d'un laser à puits quantique à base de $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ", Thèse, Département d'électronique, université de Blida (2004).
16. Aissat abdelkader, "Modélisation et calcul du gain optique et du courant de seuil d'un laser à puits quantique contraint à base de $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ ", Thèse, Département d'électronique, université de Blida (1999).
17. R. Kudrawiec, J. Misiewicz, " Metastability of Band-Gap Energy in GaInNAs compound and investigation by Photoreflectance ", Acta Physica Polonica, Vol 106, N^o 2, Institute of physics, university of technology, Poland (2004).
18. J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, "Defects in epitaxial multilayers. I. Misfit dislocations", J. Cryst. Growth, Vol. 27, N0.1, pp. 118-125 (1974).
19. G. Bastard, "Theoretical investigations of superlattice band structure in the envelope function approximation", Phys. Rev. Vol. 25, pp. 7584 (1982).
20. D. J. Bendaniel and C. B.Duke, "Space-charge effects on electron tunneling", Phys. Rev. 152, pp. 683-692 (1966).
21. Chuan S. L, "Physique of optoelectronics Devices" Wiley, New York (1995).
22. W. J. Fan, M. F. Li, T. C. Chong & J. B. Xia "Optical Gain in Zinc-Blende GaN/AlGaIn Strained QW", Solid State Communications, Vol. 98, N^o. 8, pp. 737-740 (1996).
23. Toshihiko Makino, "Analytical formulas for the optical gain of quantum wells", IEEE journal of quantum electronics, Vol. 32, N0 3, Canada (1996).
24. Masahiro Asada, Atsuchi Kameyama, and Yasuhari suematsu, « Gain and

- intervalence band absorption in quantum well lasers», IEEE Journal of quantum Electronics, Vol. QE- 20, N^o. 7, Department of physical electronics, Tokyo (1984).
25. W. J. Fan, S. F. Yoon, M. F. Li, T. C. Chong "Investigation of optical gain of GaInNAs/GaAs compressive-strained quantum wells", Physica B 328, pp. 264-270 (2003).
26. Seoung-Hwan Park, "Threshold Current Density and Differential Gain in InGaAs/InGaAlAs Strained Quantum Well Lasers", Journal of the Korean Physical Society, Vol. 30, N^o. 2, pp. 280-285, April 1997.
27. M. C. Y. Chan, C. Surya, P. K. A. Wai "Optical gain of interdiffused GaInNAs/GaAs quantum wells", Applied physics, Vol. A 75, pp. 573-576, Photonics Research Center and Department of Electronic and Information Engineering, The Hong Kong Polytechnic University (2002).
28. T. Takagi, "Dispersion parameters of the refractive index in III-V compound semiconductors", Japan. J. Appl. Phys., Part 1, Vol. 21, N^o. 3, pp. 167–169, (1982).
29. G. E. Giudice, D. V. Kuksenkov, H. Temkin, K. L. Lear, "Differential carrier lifetime in oxide-confined vertical cavity lasers obtained from electrical impedance measurements", J. Appl. Phys. Vol. 74, pp. 899-901 (1999).
30. Blandine Tortech, "Effets des radiations sur les fibres optiques dopées erbium : influence de la composition " Thèse, Université de Saint-Étienne (2008).