

**UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA**

**Faculté des Sciences de l'Ingénieur**

Département d'Electronique

**MEMOIRE DE MAGISTER**

Opton: signaux et systèmes

**CALCUL DE L'ENERGIE DE TRANSITION DANS  
UNE HETEROSTRUCTURE A PUIITS QUANTIQUES  
AlGaInAs/InP EN FONCTION DES PARAMETRES  
STRUCTURAUX EN VUE DE L'OBTENTION D'UNE  
EMISSION A 1.3  $\mu\text{m}$**

Présenté par :

**Youcef AICHE**

Devant le jury composé de :

M <sup>r</sup> H. Salhi	Maître de conférence	Président
M <sup>r</sup> N. Tabti	Maître de conférence	Examineur
M <sup>r</sup> S. Nacer	Maître de conférence	Examineur
M <sup>r</sup> A. Aissat	Professeur habilité	Rapporteur

Blida, Novembre 2010

## RESUME

L'objet de ce travail est le calcul de l'énergie de transition en fonction des paramètres structuraux (épaisseur du puits, concentration de l'aluminium, contraintes) d'une hétérostructure à puits quantique à base de  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$  en vue d'une émission à  $1.3 \mu\text{m}$ .

Pour différentes contraintes, nous avons calculé les énergies de confinement des électrons, des trous (trous lourds et trous légers), des énergies de transition et de la longueur d'onde émise en fonction de l'épaisseur du puits quantique. Enfin, nous avons déterminé les couples (concentration d'aluminium, épaisseur du puits quantique) permettant une émission de  $1.3 \mu\text{m}$ .

Ainsi, nous avons simulé toutes ces caractéristiques et nous avons trouvé des résultats probants qui spécifient la contrainte imposée.

### ملخص

يهتم موضوع المذكرة بحساب طاقة الانتقال بدلالة المتحولات (عرض البئر الكمومي ، تركيز الألومنيوم، المتطلبات ) لبنية غير متجانسة ذات بئر كمومي تتكون من  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As/InP}$  تستخدم في الإرسال الموجي  $1.3\mu\text{m}$  .

لقد قمنا من أجل متطلبات مختلفة بحساب طاقات حصر الإلكترونات و الثقوب ( الثقيلة و الخفيفة)، طاقات الإنتقالات و طول الموج المرسل بدلالة لبئر الكمومي.

حددنا في النهاية المزوجات ( تركيز الألومنيوم- البئر الكمومي) التي تمكن من الإرسال في  $1.3\mu\text{m}$  ،

و هكذا قلدنا جميع تلك المميزات و تحصلنا على نتائج مقنعة تعين المتطلبات المفروضة

## Abstract

The aim of this work is to compute the transition energy as a structural parameters (well depth of quantum well, aluminium concentration, constraints) of a heterostructure quantum well made  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$  in for 1.3  $\mu\text{m}$  emission

Using different constraints, we have computed the confinement energies of: the electrons and holes (heavy and light holes), the transition energies and the wavelength as a function of the well thickness. Finally, we have determined the couples (aluminium concentration, quantum well thickness) fixing a 1.3  $\mu\text{m}$  emission.

We have simulated all these characteristics and found that the results fit very well with the imposed strain.

## REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je remercie Dieu de m'avoir aidé et donné le courage pour ce travail, malgré mon âge quelque peu avancé engourdi par les diverses contraintes de santé.

Avant d'esquisser quelques remerciements, je voudrais mettre en exergue une petite réflexion me concernant, « *Notre plus grande gloire n'est pas de ne jamais tomber, mais de nous relever à chaque fois que nous tombons* » (*Confucius*). Cela résume en quelque sorte ce qui m'est arrivé en faisant allusion implicitement à la fatalité ou aux caractères inéluctables des événements dépendants de la volonté de Dieu, le tout puissant: A entendre par la, ceux qui connaissent déjà mon itinéraire qui soit de graduation (études universitaires) ou didactique, ont vite compris la subordination. Bref, ça c'est de l'antérieur, mais je me suis relevé et entamer certes ce précieux et modeste mémoire.

Je remercie Madame Mimoun Nadia, ancienne Rectrice de l'Université Saad Dahleb de par ses prérogatives à me faire inscrire au Magistère par le biais du conseil scientifique du département d'électronique et de Monsieur Bacha vice-recteur de la post-graduation qui ont mis en quelque sorte le pied à l'étrier en m'octroyant une place pédagogique via le ministère de l'enseignement supérieur. Coté travail, mes remerciements les plus sincères vont à Monsieur Ferdjani Kais qui m'avait encadré au début et qui s'est dévoué d'une manière caractéristique, à messieurs Nacer Said et Aissat Abdelkader (promoteur) pour leurs remarques judicieuses et leurs conseils, sans oublier Monsieur Merzouk Mustapha de l'institut de mécanique pour avoir consacré beaucoup de son temps et pour m'avoir aidé en programmation de Matlab et d'une façon ingénieuse. De même, je remercie aussi, monsieur Ammi Sofiane qui enseigne la physique au tronc commun technologie pour m'avoir aussi prêté assistance en matlab .Je remercie Messieurs Salhi, Nacer etTabti pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de soutenance. Enfin, je remercie aussi les gens des bibliothèques de la faculté de science et de la faculté des sciences de l'ingénieur.

Coté familial, merci à ma moitié, qui a supporté mes bleus à l'âme et à mes enfants, Nadjiba et Amine pour leurs réflexions caractéristiques concernant les remarques d'usage, sans oublier Mohamed qui a bien travaillé durant l'année

scolaire en me procurant une certaine satisfaction d'avoir réussi sa troisième année au CEM.

## TABLE DES MATIERES

RESUME .....	II
REMERCIEMENTS.....	V
TABLE DES MATIERE.....	VII
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX .....	XI
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I .GENERALITES SUR LES SEMI CONDUCTEURS.....	4
I.1 Introduction.....	4
I.2Réseau de Bravais.....	4
I.3 Directions cristallographiques-Indice de Miller.....	5
I.4 Théorie des bandes d'énergies.....	6
1.4.1Introduction.....	6
I. 4. 2 Bande de conduction-Bande de valence.....	7
I.4.3 Gap direct-Gap indirect.....	7
I. 4. 4 Transition directe- Transition indirecte... .	9
I.4. 5 Concept de masse effective.....	11
I. 4. 6.Conclusion.....	12
CHAPITRE II. STRUCTURE A PUIITS QUANTIQUE.....	13
II. 1 Introduction.....	13
II.2 Epitaxie.....	13
II.2.1MBE (Molecular Beam Epitaxy).....	13
II.2.2 MOCVD (Molecular Organic chemical Deposition.....	14
II.3 Système à puits quantique .....	14
II.3.1 Les matériaux massifs.....	14
II. 3.2 Modélisation.....	15
II. 3.3 Hétéro structures.....	16
II.3.3.1 Hétéro structure type I.....	16
II.3.3.2 Hétéro structure type II.....	16
II.3.3.3 Hétéro structure type III.....	17
II.4 Composés blende de zinc-familles des semi-conducteurs.....	17
II.5 Puits quantique.....	19

II.5.1 Introduction.....	19
II.5.2 Spectre d'énergie .....	19
II-5.3 Puits de profondeur finie.....	21
II-5.4 Conclusion.....	24
CHAPITRE III. PUIITS QUANTIQUE $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP$ 26.....	25
III.1 Introduction.....	25
III.2 Etude des binaires constituant le puits quantique.....	27
III.2.1 GaAs.....	27
III.2.2 AlAs.....	27
III.2.3 InAs.....	27
III-2-4 Choix du substrat InP.....	27
III.3 Puits quantique contraint.....	27
III.3.1 Puits quantique contraint sous l'effet de la piézoélectricité.....	28
III.3.2 Formalisme de calcul –Déformations et contraintes.....	28
III.3.3 Décalage de bande de l'hétérostructure $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP$ .....	29
III.3.4 Loi de Vegard (méthode d'approximation).....	31
III.3.5 Energie du gap en fonction de la concentration x de l'aluminium.....	31
III.3.6 Epaisseur critique en fonction de la concentration x de l'aluminium...32	
a) Epaisseur critique calculée par People et Bean.....	32
b) Epaisseur critique calculée par Matthews et Blakeslee.....	32
III.4 Energie de confinement des électrons et des trous.....	34
III. 4.1. Organigramme.....	34
III.4.2 Structure énergétique du puits quantique.....	35
III.4. 3 Puits quantique en compression.....	35
III.4.3.1 Compression à 2 %.....	35
III.4.3.2 Compression à 1,5 %.....	36
III.4.3.3 compression à 1 %.....	37
III.4.3.4 Puits quantique accordés.....	38
III.4.4. Puits quantique contraint en tension .....	39
III.4. 4.1 Tension à 1% .....	39
III.4.4. 2 Tension 1.5%_.....	40
III.4. 4. 3 Tension 2 % .....	41



III. 5 Energies de transition dans un puits quantique .....	42
III. 5. 1 Transitions inter bandes-transitions intrabande.....	42
III. 5. 2 Mécanismes de génération optique- Absorption des photons.....	44
III. 6 Energie de transition d'AlxGayIn1-x-yAs/InP.....	44
III. 6.1 Introduction.....	44
III. 6. 2. Energies de transition dans le puits quantique en compression. ....	45
III. 6. 2. 1. Compression à 2 %.....	45
III. 6. 2. 2 Compression à 1.5 %.....	46
III. 6. 2. 3 Compression à 1. %.....	46
III. 6. 3 Puits quantique accordés.....	47
III. 6. 4 Puits quantique contraint en tension.....	47
III. 6. 4. 1 Tension à 1 %.....	47
III. 6. 4.2 Tension à 1.5 % .....	48
III. 6. 4. 3 Tension à 2 %.....	48
III.7. Longueurs d'onde émises en fonction de l'épaisseur du puits quantique.....	49
III.7. 1 Contrainte compressive à 2 %.....	49
III.7.2. Contrainte compressive à 1.5 %.....	49
III.7 3 Contrainte compressive à 1 %.....	50
III. 7 4. Puits quantique accordés .....	50
III. 7. 5 Contrainte tensile à 1% .....	51
III. 7. 6 Contrainte tensile à 1.5%_.....	51
III. 7. 7 Contrainte tensile à 2 % .....	52
III.8 Epaisseur du puits en fonction de la concentration x de l'aluminium.....	52
III.8.1 Contrainte compressive 2 %.....	52
III. 8. 2 Contrainte compressive 1.5 %.....	53
III. 8. 3 Contrainte compressive 1 %.....	53
III. 8. 4 Puits accordés.....	54

III.8. 5 Contrainte tensile 1 %.....	54
III.8. 6 Contrainte tensile 1.5 %.....	55
III.8. 7 Contrainte tensile 2%.....	55
III. 9 Interprétation et commentaire.....	56
Conclusion générale.....	57
Annexe.....	59
Références Bibliographiques.....	61

## LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure I.1 Réseau de Bravais .....	5
Figure I.2 Plans de structures cubiques.....	6
Figure I.3 Faces d'une maille cubique.....	6
Figure I.4 Bande interdite.....	9
Figure I.5 Courbe d'absorption.....	10
Figure II.1 Modélisation du puits quantique.....	17
Figure II.2 Les différentes configurations de puits quantiques.....	18
Figure II.3 Famille de semi-conducteur.....	20
Figure II.4 Puits isolé résultant des bandes d'une structure SC2-SC1-SC2 .....	22
Figure III.1 Schéma d'ingénierie de la structure à puits quantique $Al_xGa_xIn_{1-x-y}As/InP$ .....	27
Figure III.2 Contraintes.....	30
Figure III.3 Effet de contraintes sur la structure des bandes du puits quantique.....	31
Figure III.4 Courbes des épaisseurs critique de AlGaInAs/InP.....	34
Figure III.5 Organigramme.....	35
Figure III.6 Structure énergétique $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As$ .....	36
De la figure III.7 à la figure III.20 Evolutions des énergies des électrons et des trous (lourds et légers)..... .De la page 37à la page 43	
Figure III.21 Illustration des phénomènes d'absorption inter bandes et de recombinaison radiative dans un Semi-conducteur à gap direct.....	44
Figure III.22 Transition inter bande–transition intra bande .....	45
De la figure III.23 à la figure III.29 Evolution des énergies de transition.....de la page .....47 à 50	
De Figure III.30 à la figure III.36 Evolution des longueurs d'onde .....	De la page.....51 à 54
Evolution de l'épaisseur du puits quantique en fonction de la concentration $x$ de	55 à 58
Tableau I.I Propriétés de quelques semi conducteurs .....	10
Tableau II. 1. Composés II-V, IV-IV et III-V.....	20
Tableau III. 1. Energie de gap de $Al_xGayIn_{1-x-y}$ .....	32

## INTRODUCTION

Que serait notre environnement quotidien si l'on savait moins sur le comportement de l'électron de la matière. Sans transistors, nous n'aurions ni l'électronique, ni l'informatique. Sans lasers à semi-conducteurs, nous n'aurions ni lecteurs à disques compacts, ni télécommunications rapides et sans supraconducteurs, pas d'imagerie médicale par RMN (résonance Magnétique Nucléaire). En fait, pas de télévision non plus, pas de satellites, pas de photopiles solaires...etc., et la liste est longue. Or, aucune de ces applications ne tient au hasard, aucune d'entre elles n'aurait vu le jour si les physiciens en semi-conducteurs et les électroniciens n'avaient pas compris ce que sont un métal, un semi-conducteur, un transistor, une hétéro structure, un puits quantiques, un supraconducteur, un ordre magnétique ou on peut mettre en évidence le changement de la résistance d'un conducteur quand il est plongé dans un champ magnétique. Ce que Albert Fert a découvert et qui lui vaut le 12<sup>ème</sup> prix Nobel (2007) après le 11<sup>ème</sup> de Cohen Tannoudji(1997) sur le développement de méthodes pour refroidir et piéger des atomes avec la lumière laser.

Les dispositifs électroniques à semi-conducteurs, de par leurs importances économiques et stratégiques pour le traitement de l'information et de la communication ont un rôle primordial pour la réalisation et le fonctionnement de biens de consommation. Le domaine des systèmes de dimensions nanométriques prépare l'électronique du futur. En effet, l'évolution de l'industrie microélectronique rencontre des défis technologiques et physiques nouveaux lorsqu'on descend à des dimensions inférieures à la centaine de nanomètres d'épaisseur. C'est d'ailleurs, Richard Feynman qui a signé l'acte de naissance des nano sciences, il déclara en effet qu'il n'y avait aucune raison fondamentale qui empêche des manipulations de la matière contrôlées à l'échelle de l'atome et de la molécule. Vingt et une années après, est construit par Eigler et *al* le premier objet atome par atome à l'aide du microscope à effet Tunnel. Certes, le puits quantique, formé par une couche mince semi-conductrice d'épaisseur nanométrique, est très communément employé depuis plus de 20 ans pour fabriquer des composants très performants (diodes laser, transistor à gaz d'électrons bidimensionnels, multi puits quantiques...etc.).

L'optoélectronique est une discipline au confluent des propriétés électroniques et optiques: depuis une trentaine d'années, l'optique et l'électronique ont été révolutionnées avec l'apparition des structures artificielles dont les propriétés ne peuvent être comprises qu'en tenant compte de leurs caractères quantiques et de la nature ondulatoire de l'électron et si on veut aller plus loin, on peut parler des nouvelles technologies qui apparaissent au centre d'enjeux économiques d'une importance cruciale dans l'évolution des réseaux et des services. Les puits quantiques et leurs panoplies de paramètres structuraux sont au cœur de ce mémoire.

L'optoélectronique est à la fois une branche de l'électronique et de la photonique. Elle concerne l'étude des composants électronique qui émettent ou interagissent avec la lumière ; elle désigne l'union des techniques électroniques et optiques. L'objectif final de cette technologie est la conception de circuits optiques comme substitut du silicium.

Le domaine de l'optoélectronique a connu un essor considérable grâce à la réalisation des matériaux semi conducteurs III-V (GaAs, InP et alliages associés) à gap direct. Ces matériaux permettent de réaliser tous les émetteurs performants (diodes lasers, Leds..Etc.).

Les succès récents de la physique des semi conducteurs sont tellement impressionnants qu'après tant de découvertes révolutionnaires, le temps serait-il venu simplement d'approfondir ou d'appliquer davantage ? Cependant de nouvelles méthodes d'élaboration de matériaux ont été mises au point à partir de 1975. Ces méthodes, telles l'épitaxie par jet moléculaire, par exemple, ont permis de faire croître les cristaux relatifs à l'électronique à la monocouche atomique près. On a pu réaliser des puits quantiques c'est-à-dire des couches semi conductrices d'une dizaine de nanomètres d'épaisseur insérés entre les matériaux différents, le tout avec une précision atomique. Le confinement des électrons dans la direction perpendiculaire aux couches étant telle que de nouvelles propriétés quantiques sont apparues donnant naissance aux nouveaux types de lasers qui ont envahi le domaine des télécommunications modernes.

En général, nous définissons le puits quantiques pour montrer l'utilité du laser à puits quantique fort utile à la télécommunication optiques autour d'une longueur d'onde fixée dans la deuxième fenêtre ( $1.3\mu\text{m}$ ) ou la troisième ( $1.55\mu\text{m}$ ), cela fait bien longtemps que la longueur d'onde  $0.85\mu\text{m}$  a été abandonnée. Les télécommunications optiques apparaissent aujourd'hui au centre d'enjeux économiques d'une importance

cruciale dans l'évolution des réseaux et des services. En effet, les fibres optiques sont au cœur de la bataille pour le contrôle des réseaux de communications. Après cela on peut constituer des multi puits quantiques qui ont un rôle bien déterminé à jouer (diminution du gap, transport électronique, conductibilité...etc.).

. Dans la première partie de ce manuscrit, nous nous sommes intéressés à quelques généralités des semi conducteurs qui renferment les notions de cristallographie, la théorie de bandes, la notion de transition directe et indirecte. Nous parlerons aussi de la notion de masse effective des électrons et trous, la densité d'état dans les bandes permises (bande de conduction, bande de valence). Dans la deuxième partie, nous définirons la structure à puits quantiques (l'épitaxie, le système à puits quantiques, les différents types d'hétérostructures, les composés blende zinc, les composés III-V, des spectres d'énergie). Nous continuons dans la troisième partie à mettre en évidence l'ossature du sujet à savoir le puits quantiques  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$  avec le décalage de bande, et le puits quantique contraint. Nous nous intéressons au calcul des effets de contraintes, nous traiterons de la piézoélectricité qui est l'interface entre l'électronique et la mécanique dans un puits quantique contraint, il y sera distingué surtout la notion de transition pour mettre en évidence la longueur d'onde émise autour de  $1.3 \mu\text{m}$  en fonction de l'épaisseur du puits quantique. Enfin, nous avons déterminé les couples (concentration d'aluminium, épaisseur du puits quantique) permettant une émission de  $1.3 \mu\text{m}$  et nous terminerons par une conclusion qui parachèvera ce mémoire.

## Chapitre I

### GENERALITES SUR les SEMI-CONDUCTEURS

#### I-1 Introduction

Nous définissons les semi conducteurs par un bref aperçu sur les réseaux de bravais et les notions de cristallographie, ensuite le comportement des semi conducteurs est décrit par la théorie de bande : bande de conduction et de valence qui sont séparés par une bande interdite appelé gap qui joue un rôle primordiale dans les composés électroniques; enfin, nous définissons les transitions et la notion de masse effective.

#### I.2 Réseau de Bravais

Les réseaux de Bravais sont des familles de réseaux permettant de classer aisément la plupart des réseaux cristallins selon leurs symétries .Il existe 7 familles de géométrie cristalline plus ou moins élevé [1].

Tétragonal	$a=b \neq c \quad \alpha=\beta=\gamma=90$
Orthorhombique	$a \neq b \neq c ; \alpha=\beta=\gamma=90^\circ$
Monoclinique	$a \neq b \neq c ; \alpha=\beta=90^\circ \neq \gamma$
Triclinique	$a \neq b \neq c ; \alpha \neq \beta \neq \gamma$
Rhomboédrique (ou Trigonal)	$a=b=c ; \alpha=\beta=\gamma \neq 90^\circ$
Hexagonal	$a \neq b \neq c ; \alpha=\beta=90^\circ, \gamma=120^\circ$

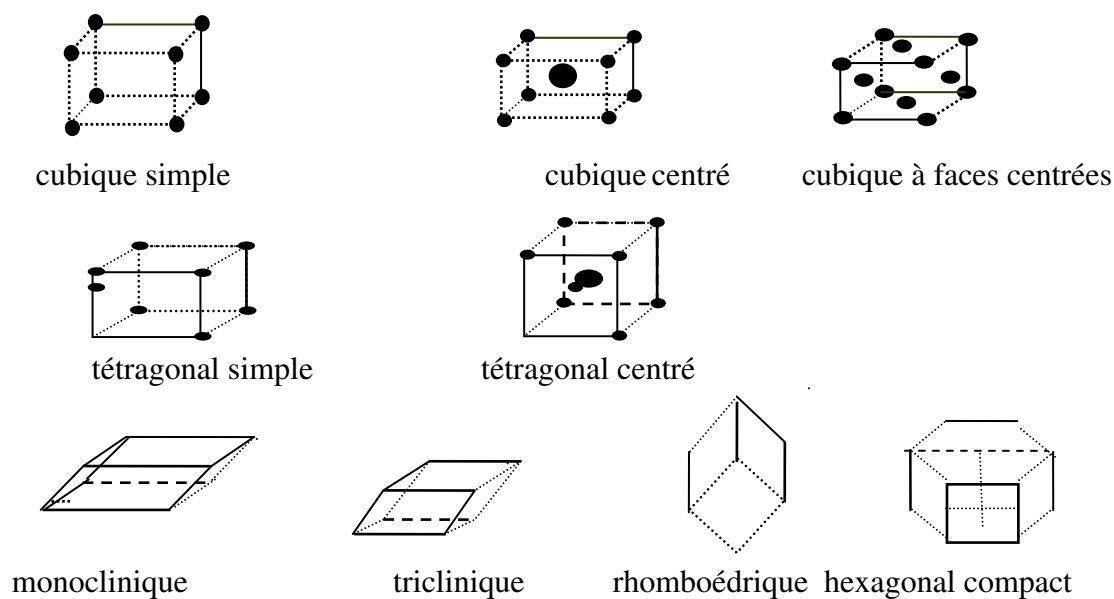


Figure I-1 réseaux de Bravais

### I.3.Directions cristallographiques –Indices de Miller

On peut regrouper tous les nœuds d'un réseau géométrique tridimensionnel sur un ensemble de plans parallèles et équidistants qu'on appelle « *plans réticulaires* ».

Les plans d'une même famille occupent les axes en des points équidistants. Tous les plans parallèles de la même famille auront pour équation :  $hx+ky+lz=t$ , où  $t$  est un entier positif, négatif ou nul  $h, k, l$  caractérisant un plan ou une famille de plans réticulaires qu'on note  $(h \ k \ l)$  que l'on appelle indices de Miller, entre crochet figure I-2, ils représentent une direction. Dans les cristaux cubiques la direction  $[hkl]$  est toujours perpendiculaire au plan  $(hkl)$  [1].

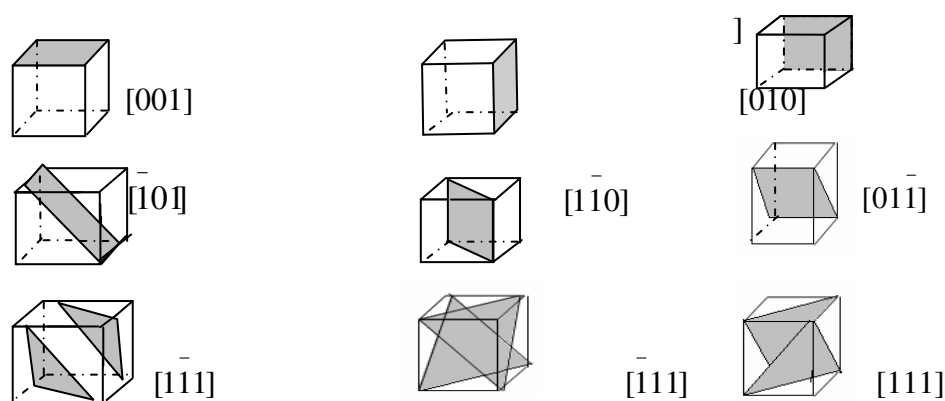


Figure I-2 Plans de structures cubiques



Les indices de Miller des faces d'un cube  $(100)$ ,  $(010)$ ,  $(001)$ ,  $(\bar{1}00)$ ,  $(0\bar{1}0)$  et  $(00\bar{1})$  sont représentés sur la figure I-3

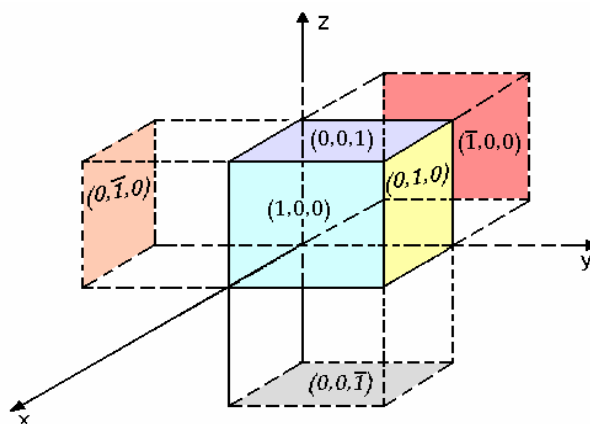


Figure I-3 : Faces d'une maille cubique

## I. 4 .Théorie des bandes d'énergies

### I.4.1 Introduction

La théorie des bandes d'énergie permet d'expliquer le comportement électrique de certains matériaux et de donner entre autres l'origine physique de la différence entre isolant, conducteur et semi conducteur. Pour comprendre les propriétés électroniques, il faut étudier le comportement des électrons dans ces matériaux. La première étape est de déterminer l'état des électrons à l'équilibre thermodynamiques dans le cristal à l'aide de la mécanique quantique. Le nombre de particules mises en jeu (électrons et noyaux de tous les atomes présents dans un volume donné de cristal) est en fait beaucoup trop grand et amène à un grand nombre d'équations tellement énorme qu'il est impossible de résoudre rigoureusement le problème. En effet, le nombre de variables par unité de volume du cristal est donné par  $3(Z+1) N$  avec  $N$  nombre d'atomes par unité de volume et  $Z$  numéro atomique des atomes du cristal. Par exemple, prenons le cas du silicium : son numéro atomique est 14, c'est-à-dire qu'il possède 14 électrons autour du noyau, chaque particule possède 3 degrés de liberté

(ou 3 coordonnées de position). Dans le silicium, il y a  $5 \cdot 10^{24}$  atomes par  $\text{cm}^3$ . Le nombre de variables du problème est donc  $3(Z+1) \cdot 5 \cdot 10^{22}$  c'est-à-dire de l'ordre de  $2 \cdot 10^{24}$  pour  $1 \text{ cm}^3$  de Silicium [1].

#### I.4.2 Bande de conduction-Bande de valence

Le spectre d'énergie possible des électrons est réparti en bandes permises séparées par des bandes interdites. Ces bandes d'énergie sont constituées d'états d'énergie discrets.

Les électrons se répartissent sur ces niveaux en occupant d'abord les niveaux de plus basse énergie. Ces niveaux correspondent aux niveaux d'énergie des atomes dans le cristal (différents de ceux de l'atome isolé). La dernière bande d'énergie accueillant les électrons correspond à la dernière couche électronique des atomes également appelé couche de valence, la dernière bande d'énergie correspond aux électrons liés aux atomes du cristal.

Sous l'effet de l'agitation thermique, d'une force extérieure ou d'un flux lumineux, certains électrons peuvent se libérer de l'attraction de l'atome et passer sur des niveaux supérieurs (ce sont des électrons quasi libres). Ils se retrouvent dans une bande d'énergie que l'on appelle la bande de conduction. La bande de conduction et la bande de valence sont séparées par la bande d'énergie interdite que l'on appelle le *gap*. La valeur de ce gap permet de faire la distinction entre les matériaux isolant, semi conducteur et conducteur. L'étude des propriétés électroniques du cristal ne fait intervenir que les électrons susceptibles de produire un courant. Seules les bandes de valence et de conduction peuvent correspondre à ce critère puisque les électrons éventuellement présents dans la bande de conduction proviennent de la bande de valence. En effet, à la température 0 K, tous les niveaux de plus basse énergie sont occupés donc toutes les bandes sont pleines à l'exception de bande de conduction. Celle-ci peut donc accueillir des électrons provenant de la bande d'énergie immédiatement inférieure, c'est la bande de valence. Ces deux ne sont donc pas totalement remplies et les électrons qui s'y trouvent peuvent participer à un courant [1].

#### I.4.3 Gap direct – Gap indirect

Le gap est par définition la largeur de la bande interdite, c'est-à-dire la différence entre le minimum absolu de bande de conduction et le maximum de la bande de valence. Les semi conducteurs dans les quels le minimum de la bande de conduction et

le maximum de la bande de valence sont situés en des points différents de l'espace des  $k$  sont les SC à gap indirect, et les semi conducteurs pour lesquels ces extrema sont situés au même point de l'espace des  $k$  sont appelés à gap direct. Le prototype en est GaAs. Si on se limite aux principaux semi conducteurs que sont les éléments du groupe IV et les composés binaires III-V et II-VI, les matériaux à gap indirect sont Si, Ge, AlP, AlAs, AlSb et GaP, tous les autres ont un gap direct. La nature du gap joue un rôle fondamental dans l'interaction du semi-conducteur avec un rayonnement électromagnétique et par suite dans le fonctionnement des composants optoélectroniques. Dans le tableau I, nous avons énuméré quelques propriétés des semi-conducteurs telles que le gap a la température 0K et 300K, la plage de longueur d'onde émise, la masse de l'électron, le paramètre de maille et la structure de la bande [2].

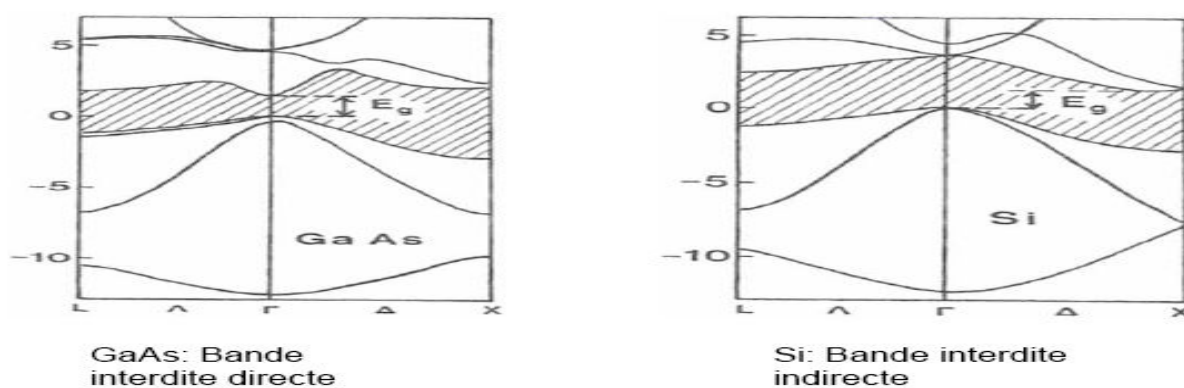


Figure-I-4 Bande interdite - [3]

SC	Gap (eV)		$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )		$m_e/m_0$	Paramètre de maille $a_0$ (Å)	Structure de bande
	0K	300K	0 K	300K			
AlP	2.52	2.45	0.49	0.45	0.22	$5.467+2.92 \cdot 10^{-5}(T-300\text{K})$	Indirecte
AlAs	2.24	2.16	0.55	0.57	0.13	$5.661+2.90 \cdot 10^{-5}(T-300\text{K})$	Indirecte
AlSb	1.63	1.60	0.76	0.77	0.12	$6.135+2.60 \cdot 10^{-5}(T-300\text{K})$	Indirecte
GaP	2.35	2.5	0.53	0.50	0.82	$5.450+2.92 \cdot 10^{-5}(T-300\text{K})$	Directe
GaAs	1.52	1.43	0.82	0.88	0.063	$5.653+3.88 \cdot 10^{-5}(T-300\text{K})$	Directe
GaSb	0.81	0.68	1.53	1.82	0.039	$6.096+4.72 \cdot 10^{-5}(T-300\text{K})$	Directe
InP	1.42	1.27	0.87	0.97	0.08	$5.869+2.79 \cdot 10^{-5}(T-300\text{K})$	Directe
InAs	0.42	0.36	2.95	3.4	0.026	$6.058+2.90 \cdot 10^{-5}(T-300\text{K})$	Directe
InSb	0.237	0.17	5.20	7.3	0.013	$6.479+3.49 \cdot 10^{-5}(T-300\text{K})$	Directe

Tableau I : propriétés de quelques semi-conducteurs [4]

#### I.4.4 Transitions directes -Transitions indirectes

L'interaction du rayonnement avec les électrons du semi-conducteur se manifeste selon trois processus distincts :

- un photon peut induire le saut d'un électron d'un état occupé de la bande de valence vers un état libre de la bande de conduction c'est *l'absorption fondamentale*.

Ce processus sera mis à profit sur les capteurs de rayonnement.

- un électron de la bande de conduction peut tomber spontanément sur un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon, c'est *l'émission spontanée*. Ce processus sera mis à profit dans les émetteurs de rayonnements.

- un photon présent dans les semi conducteurs peut induire la transition d'un électron de la bande de conduction vers un état vide de la bande de valence, avec émission d'un deuxième photon de même énergie, c'est *l'émission stimulée*. Ce processus sera mis à profit dans les lasers à semi conducteurs [1,2].

Ces différents processus sont conditionnés par les règles qui régissent les chocs élastiques entre deux particules : le photon et l'électron ; la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement  $\vec{p}$ , c'est-à-dire compte tenu de la relation :

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \dots\dots\dots (I-1)$$

Si on repère par les indices i et f, les états initial et final de l'électron et par p l'état du photon les règles de conservation s'écrivent

$$E_f - E_i = \pm E_p \dots\dots\dots (I-2)$$

$$\vec{k}_f - \vec{k}_i = \pm \vec{k}_p \dots\dots\dots (I-3)$$

Où le signe (+) correspond à l'absorption du photon et le signe (-) à l'émission 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 1 à 3 eV, les rayonnements mis-en jeu dans les composants optoélectroniques sont caractérisés par des longueurs d'onde de l'ordre du micron :

$$E \text{ (eV)} = \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \dots\dots\dots (I-4)$$

Il en résulte que le vecteur d'onde des photons  $k=2\pi/\lambda$  est de l'ordre  $10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ .

En ce qui concerne les électrons, leur vecteur d'onde varie de zéro au centre de la zone de Brillouin à  $k_0 = \pi/a$  en bord de la zone. La maille d'un semi conducteur étant de l'ordre de quelques Angstrom, le vecteur d'onde des électrons de bord de zone est de l'ordre de  $10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ .

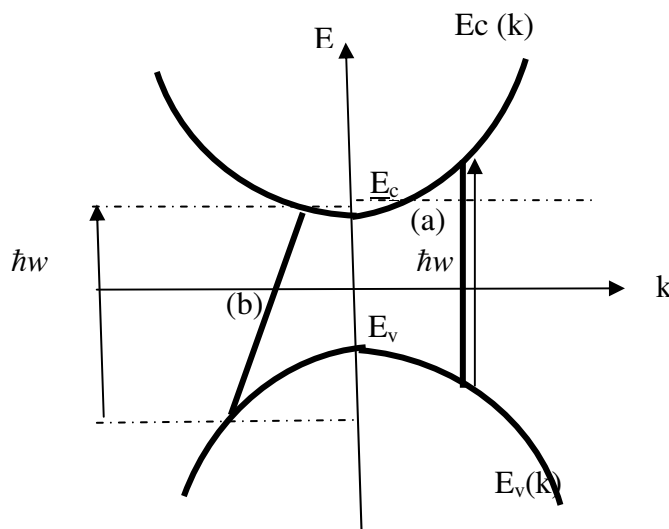


Figure I-5 courbe d'absorption a) absorption directe b) absorption indirecte [1]

Si on exclut une petite zone très étroite autour de  $k=0$ , le vecteur d'onde du photon est toujours négligeable devant celui de l'électron. Il en résulte que la condition de conservation du vecteur d'onde (I-3) s'écrit simplement  $k_f \approx k_i$ . La transition d'un électron entre les bandes de valence et de conduction, se fait donc avec conservation du vecteur d'onde. On dit que les transitions radiatives c'est-à-dire accompagnées de l'absorption ou de l'émission d'un photon, sont verticales dans l'espace des  $k$ . C'est la raison pour laquelle les processus d'absorption ou d'émission de photons, au voisinage du gap fondamental sont considérablement plus importants dans les matériaux à gap direct que dans les matériaux à gap indirect. Dans le semi-conducteur à gap indirect, les transitions électroniques entre les extrema des bandes sont obliques et de ce fait non radiatives au premier ordre.

#### I.4.5 Concept de masse effective

Pour pouvoir décrire le comportement d'un électron dans un cristal, soumis à un champ électrique externe, il est nécessaire d'introduire le concept de masse effective.

Dans un cristal, la vitesse de l'électron est la même que celle du paquet d'ondes qui lui est associé, le paquet d'ondes est composé de toutes les ondes solutions de l'équation de Schrödinger de l'électron.

La vitesse du paquet d'ondes appelé vitesse de groupe est donnée par :

$$V_g = \left( \frac{2\pi}{h} \right) \left( \frac{dE}{dk} \right) \dots \dots \dots (I-5)$$

Si cet électron est soumis à un champ électrique externe  $\zeta$  pendant le temps  $dt$ , l'électron se déplace de « $dx$ » et son énergie change de :

$$dE = e\zeta dx = e\zeta \frac{dx}{dt} = e\zeta V_g dt \dots \dots \dots (I-6)$$

Par comparaison de (I-6) et (I-5) on obtient :

$$\left( \frac{h}{2\pi} \right) dk = e\zeta dt \dots \dots \dots (I-7)$$

$$\text{Par suite l'accélération } \gamma = dV_g/dt = (2\pi/h) (d^2E/dk^2) (dk/dt) \dots \dots \dots (I-8)$$

L'introduction de (I-8) dans (I-7) donne :

$$\gamma = (2\pi/h)^2 (d^2E/dk^2) e\zeta \dots \dots \dots (I-9)$$

Par comparaison de cette relation (I-9) avec la relation fondamentale de la dynamique

$$F = m\gamma \text{ ou } F = e\zeta, \text{ on constate que le terme } m_{eff} = \frac{1}{\left( \frac{2\pi}{h} \right)^2 \left( \frac{d^2E}{dk^2} \right)} \dots (I-10)$$

a la dimension de masse .On l'appelle ainsi la masse effective de l'électron dans le cristal et on note:

$$m_{eff} = \frac{\hbar^2}{d^2E/dk^2} \text{ avec } \hbar = \frac{h}{2\pi} \text{ ( } h : \text{ constante de Planck)}$$

$\hbar$  : Constante réduite de Planck

La masse effective contient l'effet global du potentiel cristallin sur l'électron montre que la masse effective est inversement proportionnelle à la dérivée seconde de dispersion  $E(k)$ , c'est-à-dire à la courbure des bandes d'énergie dans l'espace des  $\vec{k}$ .

Identiquement, la masse effective pour les trous est définie de la même manière mais avec seulement quelques particularités :

La relation (I-10) montre que la masse effective est inversement proportionnelle à la dérivée seconde de la courbe de dispersion. La courbure de bande est donc une pente de potentiel que l'électron aura tendance à vouloir dévaler. On dit qu'il thermalise. Il perd de l'énergie sous forme de chaleur. Cette courbure permet justement de définir une masse effective.

La bande de valence des semi conducteurs cubiques est composée de deux branches dégénérées en  $k=0$  :

Les énergies des trous de valence sont comptées positivement vers le bas. La bande de plus grande courbures (bande inférieure) correspond à des trous de masse effective inférieure, on l'appelle bande des trous légers.

La bande de plus grande courbure est appelée bande de trous lourds, leurs masses est supérieure à celle des trous légers.

#### I.4.6 Conclusion

Nous avons défini le comportement des semi conducteurs via la théorie de bande. Ce modèle stipule qu'un électron dans un solide ne peut prendre des valeurs d'énergie comprises dans certains intervalles que l'on nomme « bandes », plus spécifiquement *bandes permises*, lesquelles sont séparés par d'autres « bandes » appelées *bandes d'énergie interdites*. La famille des matériaux semi-conducteurs, isolant à bande interdite de l'ordre de 1eV à presque 3 eV, peut être divisée en deux groupes : les matériaux à gap direct, comme la plupart des composés issus des colonnes III et V du tableau périodique des éléments chimiques, et les matériaux à gap indirect, comme le silicium (colonne IV).

## CHAPITRE II

### STRUCTURE A PUIITS QUANTIQUE

#### II.1. Introduction

Pour construire une structure à puits quantique, l'épitaxie joue un rôle important dans la fabrication de cette hétéro structure par des méthodes appropriées. Les hétéro structures seront définies pour chaque type pour mettre en évidence les énergies de confinement, nous définissons les composés blende de zinc pour enfin définir le puits quantique avec son spectre d'énergie et l'énergie aux valeurs propres

#### II.2. Epitaxie

L'épitaxie (du grec épi, sur, et taksis, arrangement) a été proposée à l'origine par Royer un minéralogues français en 1928 pour désigner l'accolement régulier des espèces cristallines différentes, s'est étendue, à cause notamment de l'essor des semi-conducteurs, au dépôt d'une couche mince monocristalline orientée par un substrat pouvant être de la même espèce (homo épitaxie) ou différente (hétéro épitaxie)

Les techniques modernes de croissance de cristaux à semi conducteurs que sont l'épitaxie par jet moléculaires MBE (Molecular Beam Epitaxy) et le dépôt en phase vapeur à partir d'organométallique MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition) permettent de réaliser des couches monocristallines avec une maîtrise exceptionnelle de la composition chimique, des qualités cristallographiques et de l'épaisseur.

##### II.2.1 MBE (Molecular Beam Epitaxy)

Pour les structures de petites tailles, la technologie d'épitaxie se fait par faisceaux moléculaires. Elle consiste simplement à bombarder un substrat avec les atomes du composé semi-conducteur voulu. A l'aide d'un contrôle de la croissance en un temps réel, nous pouvons faire croître des cristaux semi conducteurs avec une précision d'une couche atomique. Pour de telles précisions, le contrôle de la croissance se fait par l'intermédiaire des variations de réflexion d'un faisceau d'électrons rapides. On peut utiliser par dépôt en phase vapeur de composés organométalliques [5].



## II.2.2 MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition)

Pour fabriquer des semi-conducteurs de petites tailles, on peut utiliser la technique de déposition appelée épitaxie en phase vapeur, ou la phase vapeur de composé semi conducteur est créée fondamentalement dans un vide assez poussé et les atomes viennent se déposer sur un substrat servant de germe à la croissance Cristalline [5].

Suivant que le semi conducteur déposé est le même que celui du substrat ou non on parle de homo épitaxie ou hétéro- épitaxie.

Parmi les composés semi conducteurs III-V on utilise les vapeurs organiques (ou plus précisément métal organiques), on parle alors de MOCVD qui est une technique très répandue.

## II.3 Système à puits quantiques

### II.3.1 Les matériaux massifs

Les semi conducteurs III-V tels que GaAs (arséniure de gallium) ,AlAs, AlSb, etc....ont une structure cristallographique de type blende de zinc .Cette structure qui s'apparente à celle du diamant (Si, Ga, C etc...) est constitué de deux sous réseaux cubiques à faces centrées, l'un d'élément III, l'autre d'élément V, décalé l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale ( figure 1) [4], l'atome en rouge représente un élément de III par exemple, l'autre en jaune représente un élément de V). La maille élémentaire comporte deux atomes, le premier (Ga) à l'origine, et l'autre en  $(a/4, a/4, a/4)$  où  $a$  représente le paramètre de maille du matériau.

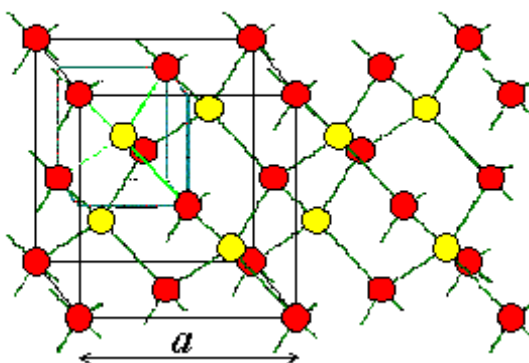


Figure II-1 Semi-conducteur GaAs

Les liaisons atomiques dans les matériaux III-V ne sont pas simplement covalentes comme dans le cas du silicium. Elles reposent sur le transfert

d'électrons des atomes du groupe V(As) sur ceux du groupe III(Ga). Dans un cristal composé de l'arséniure de gallium, chaque atome d'arséniure est entouré de quatre atomes de gallium, et chaque atome de Ga est entouré de quatre atomes d'arséniure. Il se produit alors un échange d'électrons, le cristal se construit avec les ions  $\text{Ga}^-$  et  $\text{As}^+$ , qui ont quatre électrons périphériques. Cette répartition est à l'origine du caractère partiellement ionique et partiellement covalent des liaisons (semi conducteur polaire) qui sont orientés dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier. Cette propriété est en particulier responsable de l'anisotropie optique dans les hétéro structures semi conductrices III-V [5, 6].

### II.3.2 Modélisation

Les puits quantiques sont la base de nombreux dispositifs semi conducteurs où le confinement est caractérisé dans les systèmes de petites dimensions. Certes pour les ésoétriques, on peut imaginer un creux, avec une bille à l'intérieur. C'est ce qu'on appelle un puits de potentiel. Quand la bille est dans le trou, on dit qu'elle est confinée. A moins qu'elle n'ait une vitesse (donc une énergie) suffisamment grande, elle ne pourra pas sortir du trou. Dans un puits quantiques, la bille est une particule, généralement un électron ou un trou, la largeur du puits est si petite que l'énergie se discrétise. Cela signifie que la particule ne peut pas avoir n'importe quelle énergie mais prend des valeurs bien précises qui dépendent des paramètres du puits [4,5].

Considérons une hétéro structure constituée d'une couche de semi conducteur  $\text{SC}_1$  d'épaisseur  $L_1$  en sandwich entre deux couches de semi conducteurs  $\text{SC}_2$  tel que  $E_{g1} < E_{g2}$ . La différence de gap  $\Delta E_G$  est distribuée entre les bandes de conduction et de valence.

$\Delta E_c$  et  $\Delta E_v$  sont les profondeurs du puits quantique (discontinuités des bandes) qui sont indiqués sur la figure II.2.

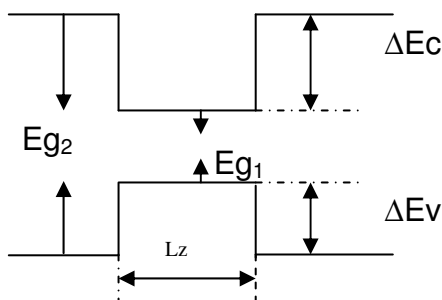


Figure II-2 Modélisation d'un puits quantique.

### II. 3. 3 Hétéro structures

La détermination des niveaux d'énergie dans les structures à puits quantiques suppose la connaissance préalable de la discontinuité entre les bandes des deux matériaux constituant la structure. Ainsi, l'alignement des bandes reste un paramètre ajustable lorsque les transitions entre les différents niveaux d'énergie sont connues [7].

#### II.3. 3.1 Hétéro structures type I

Elle est représentée sur la figure (II-3-a) Les extrema des bandes de valence et de conduction sont situés dans la même région de l'espace. Si des porteurs sont injectés dans la structure, ces porteurs sont confinés dans le puits de potentiel que constituent ces extrema des bandes, les électrons et les trous sont piégés dans le même matériau, leurs recombinaisons sont importantes. L'énergie

du photon dépend des énergies de confinement des porteurs et du gap du matériau du puits [8, 9].

#### II.3. 3. 2 Hétéro structures type II

Elle est représentée sur la figure (II-3-b). Les extrema des bandes de valence et de conduction sont spatialement séparés, L'alignement de bande appelé type II confine les électrons dans le puits et les trous dans la barrière de potentiel. Dans ce cas, l'énergie du photon est fonction des énergies de confinements des porteurs mais aussi des gaps des deux matériaux formant l'hétéro structure [8, 9].

### II.3. 3. 3 Hétéro structures type III

Elle est représentée sur la figure (II-3-c). Elle peut engendrer un caractère semi métallique, c'est un cas particulier du type II, comme c'est le cas GaSb/InAs .Elle offre une grande souplesse dans le choix des longueurs d'onde d'émission puisque l'énergie du photon émis n'est alors fonction que des énergies de confinement des électrons et des trous, donc des épaisseurs des couches [8,9].

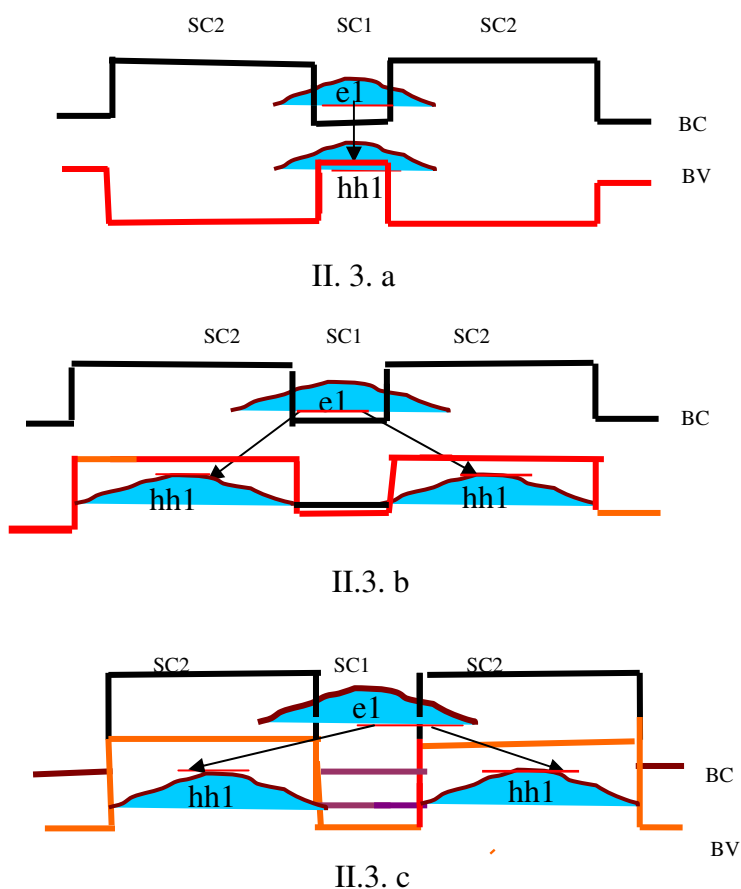


Figure II. 3. Les différentes configurations de puits quantiques.

### II.4 Composés blende de zinc- Familles des semi-conducteurs

Si le silicium représente plus de 90% du marché des semi-conducteurs, ses propriétés physiques ne permettent pas de l'utiliser pour des applications et des circuits hyperfréquences. Par contre les semi-conducteurs III-V sont tout à fait adaptés pour les

hautes fréquences. La plupart des semi conducteurs intéressants pour l'électronique et l'optoélectronique a un réseau fondamental FCC (face centred cubic).

Les matériaux III-V ont des propriétés de transport, en général, dix fois supérieures que celles du silicium et permettent d'émettre et de détecter facilement des photons dont les caractéristiques sont, par exemple compatible avec l'utilisation des fibres optiques pour les réseaux de transmissions. Ils permettent de réaliser des lasers à semi conducteurs, éléments de base des lecteurs DVD. Pour réaliser de tels dispositifs, il faut confiner les électrons dans les puits de potentiel. On peut mettre en relief la filière laser InP utilisant des composés ternaires et surtout quaternaires émettant dans la gamme 1-1.6  $\mu\text{m}$ . Pour ce qui de la longueur d'onde le compromis coût/débit/ atténuation a conduit au début à mettre l'accent essentiellement sur les sources à 1.3  $\mu\text{m}$  en raison de l'annulation de la dispersion chromatique naturelle des fibres à cette longueur d'onde.

Les composés utiles sont des alliages d'élément III et V ou II et VI ou enfin IV et VI ci-dessous. Les composés III-V les plus importants [8] du tableau II-1 cristallisent dans le même système que la blende (Sulfure de zinc) c'est-à-dire dans le système cubique à faces centrées (sphalérite). La bande interdite diminue lorsque l'on utilise des éléments dont le nombre atomique Z est plus élevé voir

(figure II-4)

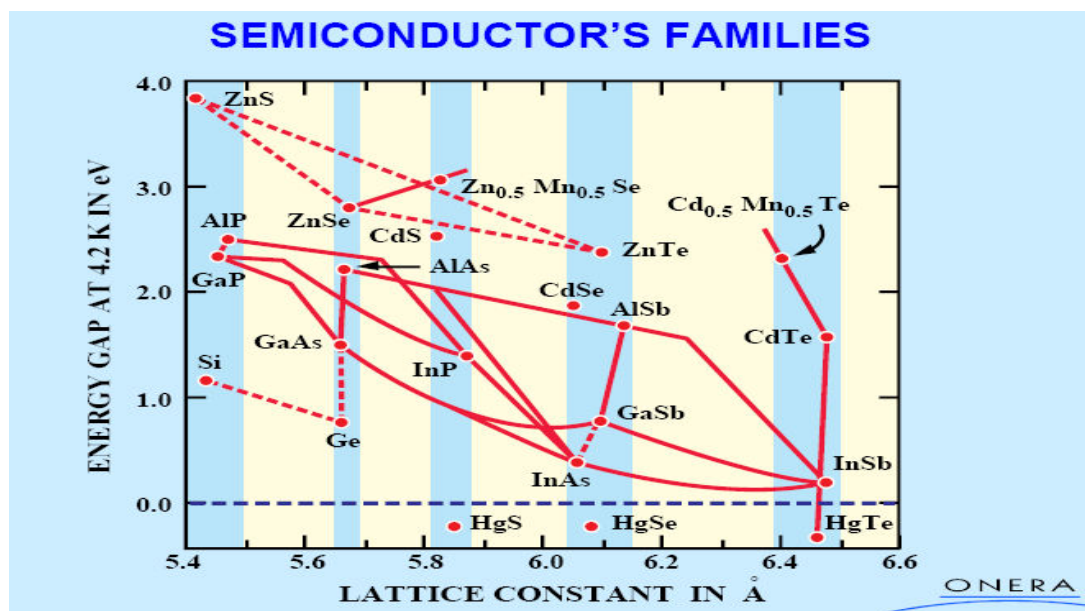


Figure II.4. Familles de semi-conducteurs [8]

Colonne	II	III	IV	V	VI
Z	4	5	6	7	8
		B	C	N	O
+8	Al	Si	P	S	
+26	Zn	Ga	Ge	As	Se
+44	Cd	In	Sn	Sb	Te
+76	Hg	Tl	Pb	Bi	Po

Tableau II-1- Composés II-VI, IV-VI et III-V [9].

## II. 5 Puits quantique

### II. 5.1 Introduction

Un puits quantique désigne une hétéro structure de semi-conducteur qui est la plus proche réalisation pratique des puits de potentiel. Le puits quantique s'obtient en réduisant la dimension du solide dans une des directions de l'espace à une valeur proche de la longueur d'onde de De Broglie de la particule (typiquement quelques dizaines de nanomètres). Le mouvement des électrons et des trous est alors confiné en général dans une direction de l'espace et libre dans les deux autres directions (confinement 1D). Le mouvement des porteurs dans la direction du confinement est discrétisé, donnant lieu à des bandes d'énergie [10,11].

### II.5.2 Spectre d'énergie

Si l'épaisseur du semi conducteur  $SC_1$  est faible, typiquement  $L_z < 200 \text{ \AA}$  (généralement en dessous des épaisseurs critiques), les états électroniques ne correspondent plus au bas de la bande de conduction mais sont confinés en structure de sous bandes d'énergie. Le mouvement des électrons est quasi libre dans le plan de la structure et quantifié dans la direction perpendiculaire. On peut séparer le mouvement dans la direction perpendiculaire du mouvement dans le plan de la structure, et écrire la fonction d'onde des électrons sous la forme :  $\psi(r) = \chi(z)e^{j(k_1x+k_2y)}\varphi(r)$  où  $\varphi(r)$  est la fonction de Bloch [12].

Dans l'approximation de la masse effective [13] le mouvement dans la direction perpendiculaire au plan de la structure est régi par l'équation de Schrödinger :

$$\chi(z) = \frac{\hbar^2 d^2(z)}{2m_e dz^2} + [E - V(z)]\chi(z) = 0 \text{ où } \chi(z) \text{ est la fonction d'onde ... ..I (II-1)}$$

L'énergie potentielle  $V(z)$  est celle du puits carré à une dimension, défini, en prenant l'origine des énergies au bas de la bande de conduction du semi conducteur SC<sub>1</sub> (voir figure II-6).

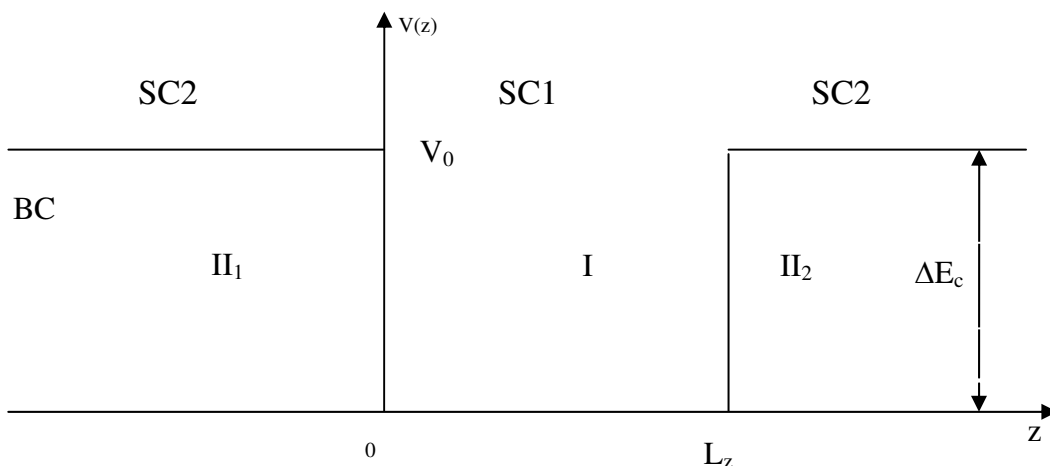


Figure II. 5..Puits quantiques isolé résultant de la configuration des bandes d'une structure SC<sub>2</sub>-SC<sub>1</sub>-SC<sub>2</sub> [14].

Les valeurs de l'énergie  $E$  décrivent la quantification des états électroniques de la structure .Dans le plan de la structure le mouvement des électrons n'est pas affecté. Il en résulte une structure de sous bande avec une quantification discrète suivant  $k_z$  et une variation pseudo continue suivant  $k_{//} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$

L'Énergie totale d'un électron s'écrit :

$$E(k) = E_c + E + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_e} \dots \dots \dots \text{..(II-2)}$$

Les énergies  $E$  des minima des différentes sous bandes dépendent de la profondeur et de la largeur du puits de potentiel.

### II.5. 3 Puits de profondeur finie

Lorsque l'énergie de confinement des électrons n'est plus dérisoire devant la hauteur de la barrière de potentiel, soit parce que  $\Delta E_c$  n'est pas très important, soit parce que  $L_z$  est très petit, les résultats sont modifiés par la prise en considération de la profondeur finie du puits de potentiel. En posant  $\Delta E_c = V_0$ , le potentiel s'écrit :

$$V(z) = V_0 \text{ pour } z < 0 \text{ et } z > L_z \text{ et } V(z) = 0 \text{ pour } 0 < z < L_z$$

Le potentiel carré délimite 3 régions :

-région II<sub>1</sub>,  $z < 0$  :

Le potentiel est  $V_0$ , l'équation de Schrödinger (II-1) s'écrit :

$$\frac{\hbar^2}{2m_2^*} \frac{d^2 \chi(z)}{dz^2} + [E - V_0] \chi(z) = 0 \dots\dots\dots (II-3)$$

où  $m_2$  représente la masse effective dans le semi conducteur SC<sub>2</sub>. Dans la mesure où on étudie les états liés du puits de potentiels, l'énergie des électrons est inférieure à  $V_0$  de sorte que  $(V_0 - E)$  est positif et l'équation s'écrit [14] :

$$\frac{d^2 \chi}{dz^2} \chi(z) - k_2^2 \chi(z) = 0 \dots\dots\dots (II-4)$$

avec :

$$k_2 = \frac{\sqrt{2m_2^* (V_0 - E)}}{\hbar}$$

La solution de (II-10) est de la forme :

$$\chi_{II_1}(z) = A e^{k_2 z} + A' e^{-k_2 z}$$

La condition aux limites  $\chi_{II_1}(z \rightarrow -\infty) = 0$  entraîne  $A' = 0$  d'où

$$\chi_{II_1} = A e^{k_2 z} \dots\dots\dots (II-5)$$

- Région I,  $0 < z < L_z$

Le potentiel est nul, l'équation (II-1) s'écrit :

$$\frac{d^2 \chi(z)}{dz^2} + \frac{2m_1^*}{\hbar^2} E \chi(z) = 0 \dots\dots\dots (II-6)$$

Où :  $m_1^*$  représente la masse effective des électrons dans le semi conducteur SC<sub>1</sub>.



En posant  $k_1 = \frac{\sqrt{2m_1^*}}{\hbar}$ , l'équation ... (II-6) s'écrit :

$$\frac{d^2 \chi(z)}{dz^2} + k_1^2 \chi(z) = 0 \dots \dots \dots (II-7)$$

La solution est de la forme  $\chi_I(z) = B_1 e^{jk_1 z} + B_2 e^{-jk_1 z}$  où encore  $\chi_I(z) = B \sin(k_1 z + \varphi) \dots \dots \dots (II-8)$

- Région II<sub>2</sub>,  $z > L_z$  :

Le potentiel est à nouveau  $V_0$ , la solution est de la forme :

$$\chi_{II_2}(z) = C' e^{k_2 z} + C e^{-k_2 z} \dots \dots \dots (II-9)$$

La condition aux limites  $\chi_{II_2}(z \rightarrow \infty) = 0$  entraîne  $C' = 0$  où :

$$\chi_{II_2} = C e^{-k_2 z} \dots \dots \dots (II-11)$$

Les constantes d'intégration A, B, C et  $\varphi$  sont déterminées par les conditions aux limites. Ces conditions sont les continuités de la fonction d'onde  $\chi$  et du courant de probabilités ( $1/m_1 d\chi/dz$ ) aux interfaces.

En  $z=0$ , les conditions aux limites  $\chi_{II_1}(0) = \chi_I(0)$ ,  $\frac{1}{m_2} \chi_{II_1}'(0) = \frac{1}{m_1} \chi_I'(0)$  entraînent

$$A = B \sin \varphi \dots \dots \dots (II-11-a)$$

$$\frac{A k_2}{m_2} = \frac{B k_1}{m_1} \cos \varphi \dots \dots \dots (II-11-b)$$

• En  $z=L_z$ , les conditions  $\chi_I(L_z) = \chi_{II_2}(L_z)$  et  $\frac{1}{m_1} \chi_I'(L_z) = \frac{1}{m_2} \chi_{II_2}'(L_z)$

entraînent

$$B \sin(k_1 L_z + \varphi) = C e^{-k_2 L_z} \dots \dots \dots (II-11-c)$$

$$B \frac{k_1}{m_1} \cos(k_1 L_z + \varphi) = -C \frac{k_2}{m_2} e^{-k_2 L_z} \dots \dots \dots (II-11-d)$$

En divisant membre à membre, d'une part les équations (II-10-a) et (II-10-b) et d'autre part les équations (II-10-c) et (II-10-d) on obtient respectivement

$$\tan \varphi = \frac{k_1 m_2^*}{k_2 m_1^*} \dots \dots \dots (II-12)$$

$$\operatorname{tg}(k_1 l_z + \varphi) = -\frac{k_1 m_2^*}{k_2 m_1^*} \dots \dots \dots \text{(II-13)}$$

On en déduit à partir de ces dernières équations

$$\operatorname{tg}(\varphi) = -\operatorname{tg}(k_1 L_z + \varphi) \dots \dots \dots \text{(II-14)}$$

Soit :

$$k_1 L_z = n\pi - 2\varphi, \dots \dots \dots \text{(II-15)}$$

où n représente un entier

Soit compte tenu de (II-15) on obtient

$$k_1 L_z = n\pi - 2 \arctan\left(\frac{k_1 m_2^*}{k_2 m_1^*}\right)$$

En explicitant  $k_1$  et  $k_2$  à partir de leur définition, on obtient la relation :

$$\boxed{\frac{\sqrt{2m_1^* E}}{\hbar} L_z = n\pi - 2 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{m_2^* E}{m_1^* (V_0 - E)}}} \dots \dots \dots \text{(II-16)}$$

Il est aussi intéressant de calculer le nombre de niveaux quantiques dans le

$$\text{puits : } N = 1 + \operatorname{Ent}\left(\frac{\sqrt{2m_1^* e V_0}}{\hbar} \frac{L_z}{\pi}\right) \dots \dots \dots \text{(II-17)}$$

où Ent désigne la fonction « *partie entière* ».

Ainsi, aussi peu profond que soit le puits, il existe toujours au moins un niveau quantifié dans le puits. Ceci est général à tout puits de potentiel unidimensionnel mais n'est pas vraie à trois dimensions. Les niveaux quantifiés sont aussi dénommés niveaux localisés car les fonctions d'onde ont une amplitude de présence non négligeable seulement dans une partie localisée de la structure proche du puits.

L'expression (II-16) définit les valeurs possibles de l'énergie E correspondant aux différentes valeurs de n.

#### II.5.4. Conclusion:

Avant de faire un puits quantique, il est nécessaire de prendre un matériau massif, et réaliser par des techniques modernes (épitaxie) L'évolution des techniques de croissance des semi-conducteurs permet depuis quelques années la fabrication de puits quantiques de haute qualité.

Un puits quantique consiste en une couche d'une dizaine de nanomètres d'un semi-conducteur intercalée entre deux couches épaisses d'un autre semi-conducteur. Par un choix judicieux des matériaux, on peut piéger des électrons à l'intérieur de la couche fine, d'où son nom de puits, qui devient la zone active de l'échantillon. La finalité de ce chapitre est le calcul de la valeur propre de l'énergie qui Joue un rôle prépondérant dans le chapitre III.

## Chapitre III

### PUITS QUANTIQUES $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$

#### III.1 Introduction

La caractéristique principale d'un matériau semi conducteur est l'existence d'une bande interdite ou gap séparant la bande de valence pleine d'électrons de la bande de conduction pauvres en électrons.

Pour des couples de semi-conducteurs sélectionnés avec soin, il est possible d'avoir une croissance épitaxiale dans laquelle les structures cristallines des deux matériaux peuvent être presque abruptes : les positions des atomes du deuxième matériau forment pratiquement une continuation parfaite du réseau du substrat.

Si l'on insère une fine couche d'un semi conducteur  $\text{SC}_1$  entre deux couches de semi conducteurs  $\text{SC}_2$  de moindre affinité électronique  $\chi$ , les électrons libres ont tendance à tomber dans le semi conducteur  $\text{SC}_1$ . La couche intérieure est « *le puits* » et les couches extérieures sont « *les barrières* » (voir figure III-1).

Les électrons trouvent leur état fondamental dans la bande de conduction du semi conducteur. Ce phénomène de confinement spontané par transport barrière - puits quantiques permet de régler la concentration électronique dans un puits non dopé.

Si la largeur du puits est de l'ordre de la centaine d'angströms ou moins, l'analyse par la mécanique quantique révèle que le mouvement de l'électron suivant Oz est parfaitement bloqué. Le mouvement est dans le plan de la couche, c'est-à-dire bidimensionnel. L'absence de dopant dans cette couche fait que les occasions de collisions sont rares. La mobilité peut donc être très élevée. C'est ainsi qu'on a mesuré des mobilités bidimensionnelles proches de  $10^7 \text{cm}^2 \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}$  à basse température, Impliquant un libre parcours de plusieurs dizaines de microns (le gain par rapport au massif est un facteur supérieur à 100) [15].

Ce chapitre est consacré particulièrement à l'étude du système à puits quantiques  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$ .

La figure III-1 montre la structure d'un puits quantique à base de  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}/\text{InP}$ . Cette structure est composée d'une couche très mince de  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  constituant le puits pris en sandwich entre deux couches (InP) plus épaisses constituant les barrières qui eux même empêchent les électrons et les trous de diffuser au-delà de la couche insérée, le tout est déposé sur un substrat.

La couche tampon permet une bonne isolation. En définitive, le rôle de la couche tampon est de réaliser une bonne interface entre le substrat et la couche active tout en permettant surtout d'optimiser le contact ohmique.

Quand la largeur du puits est suffisamment petite, le mouvement des électrons est quantifié dans la direction de croissance et les niveaux d'énergie correspondants aux mouvements des électrons perpendiculairement aux interfaces sont discrets. Dans le plan parallèle aux couches, le mouvement reste libre. Les effets de quantification se manifestent dès que la largeur du matériau  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  est de l'ordre de la longueur d'onde de De Broglie ( $\lambda_B = \frac{h}{m^*v}$ ) où  $m^*$  et  $v$  sont respectivement la masse effective et la vitesse de l'électron dans le semi conducteur considéré. Il faut réaliser des couches d'épaisseur  $L_z$  égales ou inférieures à cette valeur pour que les effets de quantification puissent se manifester.

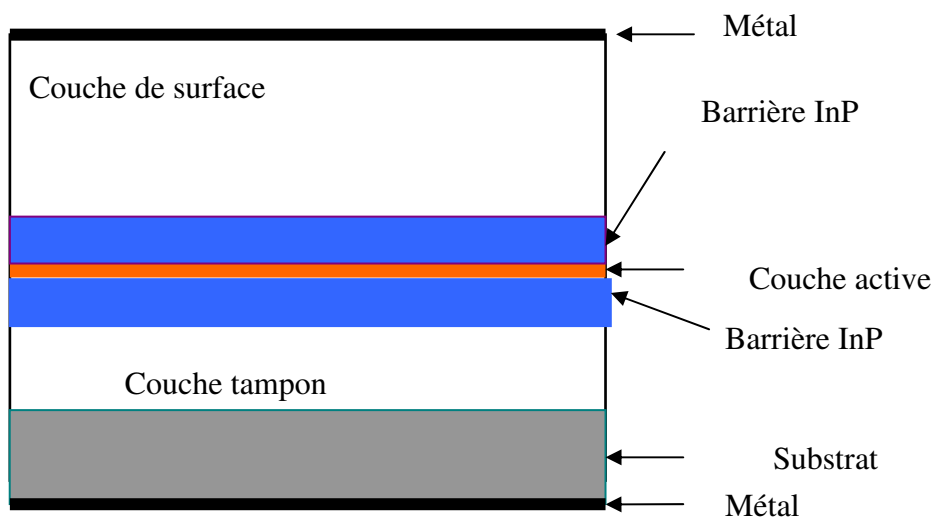


Figure III-1 : Schéma d'ingénierie de la structure à puits quantique à base d' $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$

### III. 2 Etude des binaires constituant le puits quantique

#### III.2.1 GaAs

GaAs est le plus important et le plus utilisé des alliages parmi les semi-conducteurs. Plusieurs paramètres structuraux sont connues avec une plus grande précision que les autres semi-conducteurs. Il possède un gap direct de 1.42 eV à la température ambiante [16].

#### III.2. 2 AlAs]

En raison de la fréquente incorporation dans les hétéro structures avec GaAs, AlAs est aussi le plus important matériau optoélectronique et électronique, avec un gap indirect. A la température ambiante l'énergie de gap est de 2.35 eV [16]

#### III.2.3 InAs]

Vu l'importance croissante de InAs ces dernières années comme matériau de puits quantiques, il sert surtout pour la longueur d'onde 1.55 $\mu$ m. A la température ordinaire, il a un gap direct compris entre 0.41 et 0.42 eV [16].

#### II. 2. 4 Choix du substrat InP

InP est un alliage très important puisqu'il sert de substrat (comme le GaAs) pour la plupart des dispositifs optoélectroniques, il fonctionne pour la plupart du temps aux communications pour  $\lambda=1.55\mu$ m [16].

L'arséniure de gallium (GaAs) et le phosphore d'indium (InP) sont souvent utilisés comme substrat pour les hétéro structures III-V que l'exigence d'une adaptation de maille cristalline sépare les matériaux en plusieurs familles distinctes selon le substrat, ceci explique qu'on ne peut pas utiliser n'importe quel matériau sur n'importe quel substrat. Par exemple le paramètre de maille est environ 5.87Å. Les alliages ayant un paramètre égal ou très proche pourront être déposés sur substrat d'InP. Son gap est de 1.42 eV à la température 4k et 1.35 eV à 300K

### III. 3 Puits quantiques contraints

Indépendamment des problèmes d'hétérostructures de semi-conducteurs, ce paragraphe présente de manière générale la notion de piézoélectricité, c'est-à-dire le lien qui existe entre les déformations subies et la polarisation électrique qui en résulte dans un cristal, c'est en quelque sorte une interface entre

la mécanique et l'électronique. Cela fait référence aux matériaux binaires qui constituent le puits quantique dans une structure cubique blende zinc.

### III.3.1 Puits quantiques contraints sous l'effet de la piézoélectricité

L'effet piézo-électrique direct traduit l'aptitude de quelques matériaux à se polariser sous l'action d'une sollicitation d'une contrainte, la charge électrique apparaissant à leur surface étant proportionnelle à la contrainte exercée.

Ce phénomène est réversible, c'est dire qu'il est possible d'obtenir pour ces mêmes matériaux des déformations lorsqu'on les soumet à un champ électrique

La nature des échantillons élaborés par épitaxie met en jeu des contraintes et des déformations. On dit que deux couches de même structure cristalline, mais de compositions différentes restent cohérentes si elles se déforment dans le plan de croissance de manière à avoir les mêmes distances inter atomiques dans ce plan. Par exemple, lorsqu'on dépose sur un substrat un matériau de paramètre de maille légèrement différent de celui du substrat, la couche déposée se déforme dans le plan de croissance pour s'adapter au substrat. La couche ainsi déformée accumule de l'énergie élastique et lorsque la couche contrainte a une épaisseur critique, des dislocations apparaissent pour limiter cette énergie. Par la suite, nous nous limiterons au cas des couches épitaxiées suffisamment minces pour négliger ces phénomènes de relaxation de contraintes [17].

Les contraintes peuvent modifier la largeur de la bande interdite (soit en compression, soit en tension), lever la dégénérescence de la bande de Valence et générer une polarisation d'origine piézo-électrique dès que la direction de croissance diffère de [001].

### III.3.2 Formalisme de calcul –déformations et contraintes

Si on considère la croissance d'une couche dans la direction [001] sur un substrat de paramètre maille  $a_s$ ,

Les tenseurs de déformations  $\varepsilon_{ij}$ , de contraintes  $\sigma_{ij}$  et élastique  $C_{ijkl}$  sont reliés par la loi de Hooke  $\sigma_{ij}=C_{ijkl}\varepsilon_{kl}$  [17].

Grâce aux symétries des tenseurs, les notations peuvent être allégées en utilisant la notation matricielle qui permet de manipuler  $\sigma_{ij}$  et  $\varepsilon_{ij}$  comme des vecteurs et  $C_{ijkl}$  comme une matrice (6x6). D'autre part, en utilisant un repère dont les axes sont parallèles aux

directions cristallographiques [100], [010] et [001] dans le système cubique, il ne reste que trois composantes non nulles dans le tenseur d'élasticité : [17,18]:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{zz} \\ \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} \end{pmatrix} \dots\dots\dots (III-1)$$

Si aucune force externe n'est appliquée à la structure, l'équilibre statique fait intervenir la nullité de  $\sigma_{zz}$  intervenir la nullité de  $\sigma_{zz}$

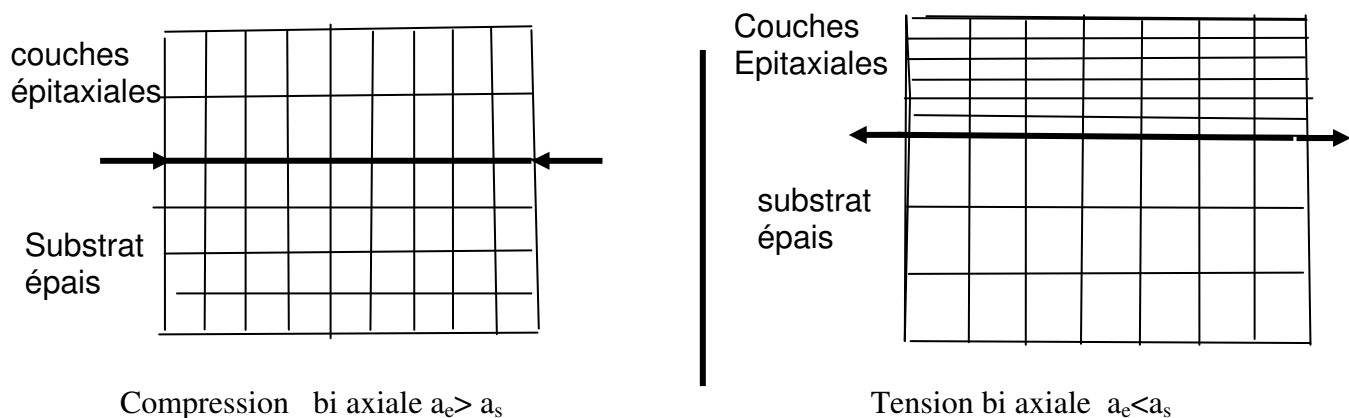


Figure III-2: Contraintes

Lorsque la contrainte  $\epsilon_{//}=(a_s-a_e)/a_s$  est négative c'est à dire  $a_e>a_s$  nous avons la contrainte compressive

Lorsque la contrainte  $\epsilon_{//}=(a_s-a_e)/a_s$  est positive c'est à dire  $a_e<a_s$  nous avons la contrainte tensile

III. 3. 3 Décalage de bande de l'hétéro structure  $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP$

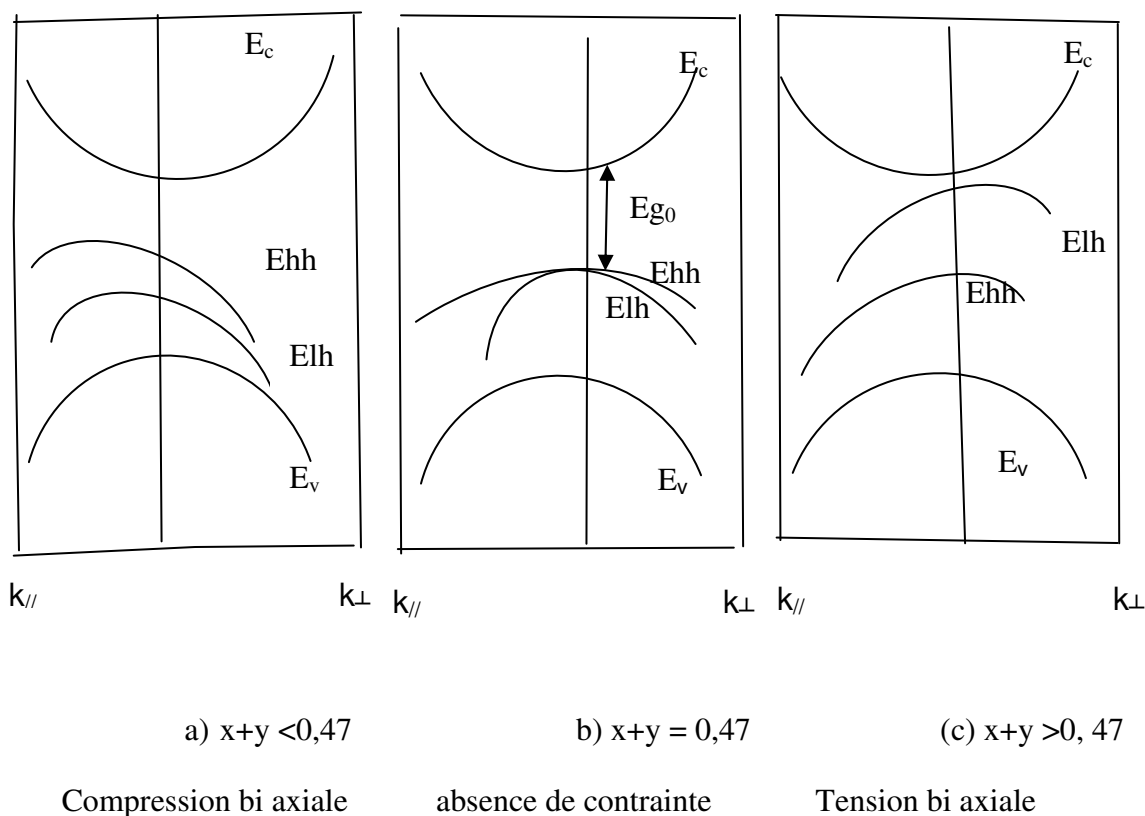
L'effet des contraintes sur la structure de bande de  $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As$  au voisinage du centre de la première zone de Brillouin pour l'hétéro structure  $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP$  est qualitativement tracé sur la figure (III-3).

Les directions sont définies comme suit  $k_{//}$  : Plan de croissance;  $k_{\perp}$  : direction de croissance. On distingue dans la figure III-3 quatre bandes de forme parabolique ,la



bande de conduction et trois bandes de valences dégénérées en  $k=0$ , la bande de valence de plus faible courbure,

$E_{hh}$  est appelée bande de trous lourds et celle de courbure plus importante,  $E_{lh}$  est appelée bande de trous légers) [19,20].



Figure\_III-3 Effet des contraintes sur la structure de bandes du puits quantique  $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As$ , a) compressive), b) sans contrainte, c) tensile.

Le premier point focal des technologies de puits quantiques est évidemment le matériau. On a vu que les nouvelles techniques de croissance (MBE, MOCVD) des matériaux semi conducteurs III-V principalement les composés apparentés à InP pour la filière 1.3 et 1.5  $\mu m$ , apportent du fait de leur précision à l'échelle de nano couche atomique, des ouvertures remarquables pour aborder le problème.

Le concepteur de composants actuellement à sa disposition des possibilités considérables pour concevoir, dessiner et faire réaliser sur mesure des matériaux à partir des spécifications [21,22].

-Pour  $x+y < 0,47$  (voir figure III-3-a), la couche active est sous compression bi axiale. La composante de cisaillement lève la dégénérescence des deux sous bandes de valence

des trous lourds et trous légers. La bande de valence de plus haute énergie est celle des trous lourds suivant  $k_{\perp}$  et l'inverse se produit suivant  $k_{//}$ .

- Pour  $x+y=0,47$  : (voir figure III-3-b) On a dégénérescence des deux sous bandes de valence (trous lourds et trous légers) au centre de la première zone de Brillouin, le bas de la bande de conduction est séparé par une énergie  $E_{g0}$  du sommet de la bande de valence (voir figure III-a), dans ce cas les paramètres de maille de la couche active (épitaxiée) et des barrières (substrat) sont égaux, l'hétéro structure est non contrainte.

- Pour  $x+y > 0,47$  (voir figure III-3-c), la couche active est sous tension bi axiale, on observe la levée de dégénérescence des deux sous bandes des trous lourds et trous légers. La bande de valence de plus haute énergie est celle des trous légers suivant  $k_{\perp}$  et l'inverse se produit suivant  $k_{//}$ .

### III.3.4 loi de Vegard (méthode d'interpolation)

La loi de Vegard est une règle empirique qui à la température constante relie les éléments d'une maille et les concentrations des éléments constituant le matériau.

Si on a trois éléments de III qui sont Al, Ga, In et un élément de V qui est As; la loi de Vegard s'écrit :  $Q_{AlGaInAs} = xQ_{AlAs} + yQ_{GaAs} + (1-x-y)Q_{InAs}$  .....(III.2)

Cette loi de Vegard peut s'appliquer à n'importe quel paramètre sauf  $E_g$  : gap d'énergie.+b

### III. 3.5 Energie du gap en fonction de la concentration x de l'aluminium

x : concentration de l'aluminium, y celle du galium et 1-x-y celle de l'indium [20]

Gap (eV)	1-x-y	Contrainte
0.526+1.516x	0.82	Contrainte compressive 2 %
0.572+1.517x	0.74	Contrainte compressive 1.5 %
0.638+1.532x	0.67	Contrainte compressive 1 %
0.75+1.548x	0.53	Sans contrainte
0.79+1.568x	0.38	Contrainte tensile 1 %
0.81+1.578x	0.307	Contrainte tensile 1.5 %
0.83+1.588x	0.225	Contrainte tensile 2 %

Tableau III.1 Energie de gap en fonction de la concentration x de l'aluminium

### III. 3.6. Epaisseur critique en fonction de la concentration x de l'aluminium

L'épaisseur critique  $L_c$  d'une couche mince (puits quantique) est l'épaisseur en dessous de laquelle la couche est stable. Au dessus de  $L_c$ , la couche subit un relâchement de la contrainte, ce qui entraîne une relaxation.

L'épitaxie est souvent réalisée entre deux matériaux de structures cristallines identiques et dont les paramètres de mailles sont proches. Si la différence est faible, nous aurons une épitaxie dite cohérente : le matériau déposé s'adapte à la distance entre plans atomiques du substrat et se déforme suivant les lois de l'élasticité. Lorsque l'énergie élastique devient grande, nous observons une relaxation des contraintes, de désaccord de maille, soit par génération des défauts à l'interface (et ailleurs), soit par un changement de la morphologie de la couche (formation d'îlots) : mode de croissance de Stranski-Krastanov [26]. Les défauts à l'interface sont des dislocations de désaccord de maille, elles relaxent une partie du désaccord de maille et donc de la contrainte.

L'apparition de ces défauts dégrade les propriétés électroniques du matériau, en particulier dans le cas des semi conducteurs (les métaux sont moins sensibles).

#### a) Epaisseur critique calculée par People et Bean [19,20]

$$L_c(x) = \left( \frac{a}{32\sqrt{2}\pi e_{xx}} \right) \left( \frac{1-T_0}{1+T_0} \right) \left[ \ln \left( \frac{L_c \sqrt{2}}{a} \right) \right] \dots \dots \dots \text{(III-3)}$$

avec a : paramètre de maille du puits quantique coefficient

$\epsilon_{xx} = \left( \frac{a_0}{a} - 1 \right)$  est la déformation dans le plan de croissance et

$$T_0 = \frac{C_{12}(x, y)}{(C_{11}(x, y) + C_{12}(x, y))} \text{ est le coefficient de Poisson} \dots \dots \dots \text{(III-5)}$$

#### b) Epaisseur critique calculée par Matthews et Blakeslee [19,20]

$$L_c(x) = \left( \frac{a}{\sqrt{2}\pi |e_{xx}|} \right) \left( \frac{1-0.25.T_0}{1+T_0} \right) \left[ \ln \left( \frac{L_c \sqrt{2}}{a(x, y)} \right) + 1 \right] \dots \dots \dots \text{(III-6)}$$

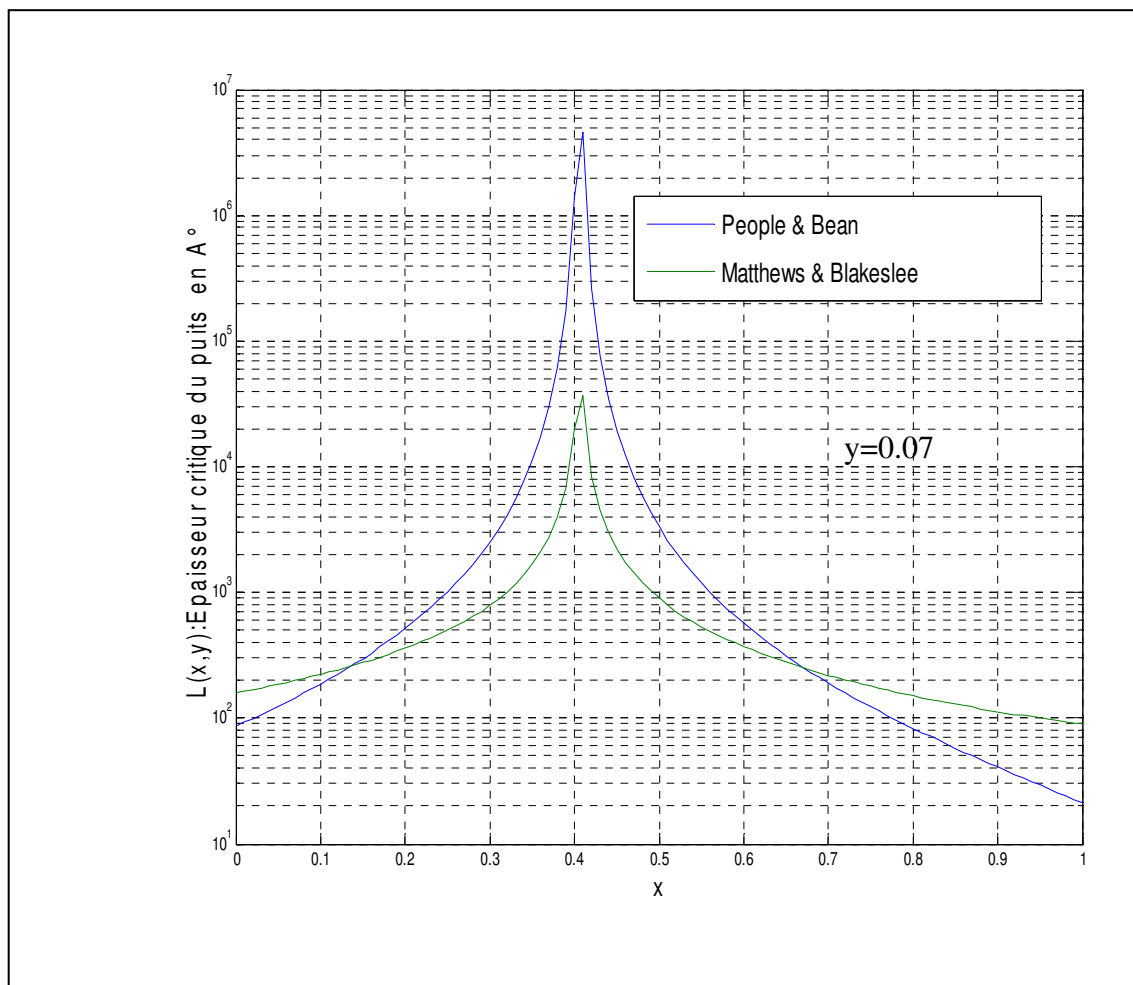


Figure III-4 Courbes des épaisseurs critiques  $L_c = f(x, y)$  pour  $y=0.07$

Nous allons commenter les courbes de l'épaisseur critique pour quelques valeurs de  $x$  et  $y$  est fixé à 0.07 pour  $x=0$  l'épaisseur critique de People et Bean est de 85,85 Å et de 158,4 Å pour Matthews et Blakeslee ; pour  $x=0.18$  (compressions 2 %, 1.5 % et 1%), la valeur de l'épaisseur critique est de 408,9 Å pour People et Bean et de 321,5 Å pour Matthews et Blakeslee.

Pour  $x=0.3$ , l'épaisseur critique est 789,8 Å, l'épaisseur critique de People et Bean est de et de 2545 Å.

Pour le puits sans contrainte, l'épaisseur critique est infinie

### III.4. Energies de confinement des électrons et des trous

#### III. 4.1 Organigramme

Nous avons réalisé un programme sous Matlab qui, permet de déterminer les énergies de transitions et la longueur d'onde d'émission en fonction de l'épaisseur du puits quantique ; Les étapes de calcul sont regroupées sur la figure III-3-5.

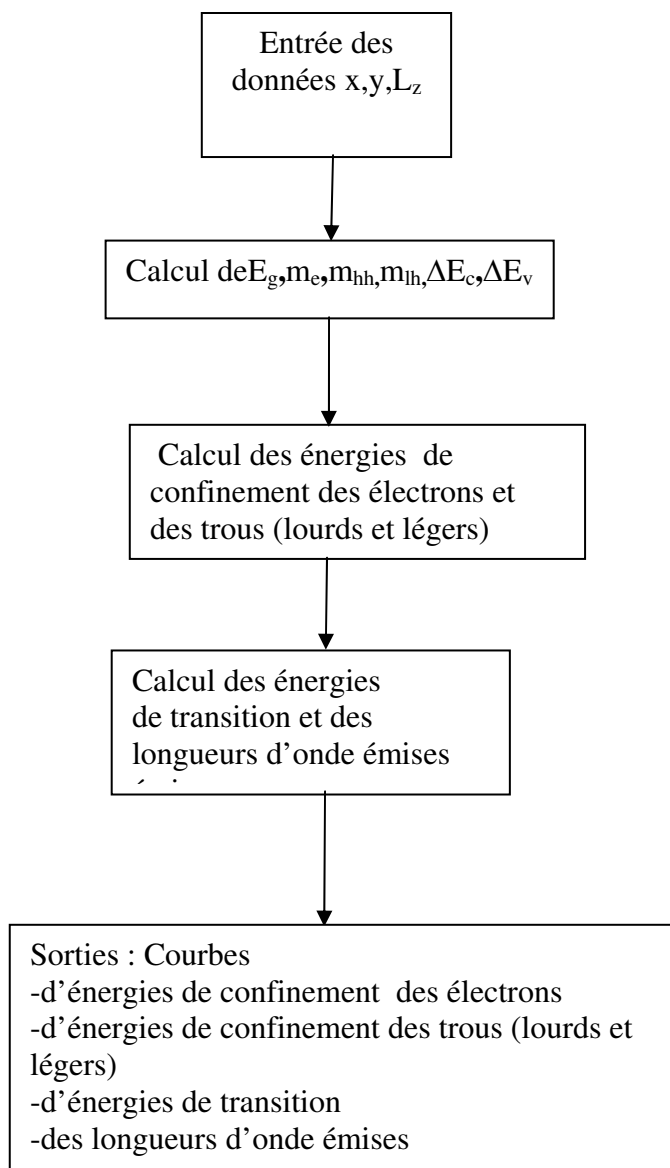
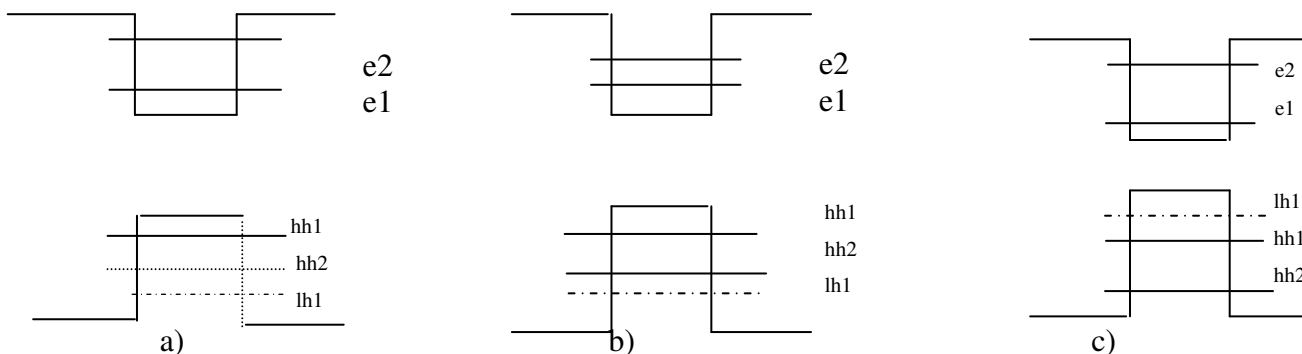


Figure III-5 Organigramme

### III. 4. 2. Structure énergétique du puits quantique



-a) compression :  $x+y < 0,47$

-b)-sans contrainte b) :  $x+y = 0,47$

-c) - tension :c) :  $x+y > 0,47$

Figure III -6 Structure énergétique du puits quantiques  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  [15,32]

La sous bande de trous lourds (hh1) se trouve en dessus des trous légers (lh1) dans le cas de la compression ( $x+y < 0,47$ ), La sous bande trous lourds se trouve au dessus des trous légers ( $x+y = 0,47$ ) pour le cas non contrainte et pour a tension ( $x+y > 0,47$ ), les trous légers sont au dessus des trous lourds

### III. 4. 3. Puits quantique contraint en compression

#### III.4. 3. 1 Compression à 2%

Dans ce cas, les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0,82$ , nous avons tracé les courbes des énergies de confinement des électrons et des trous lourds.

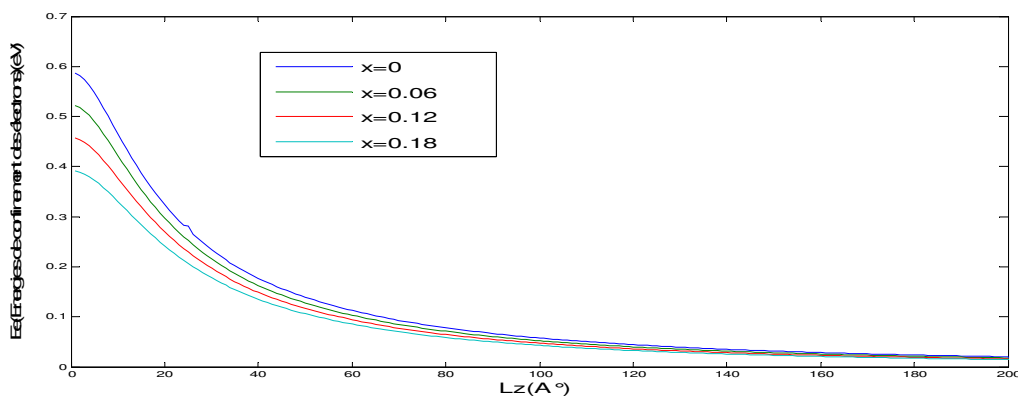


Figure III-7 : Evolution des énergies de confinement des électrons en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

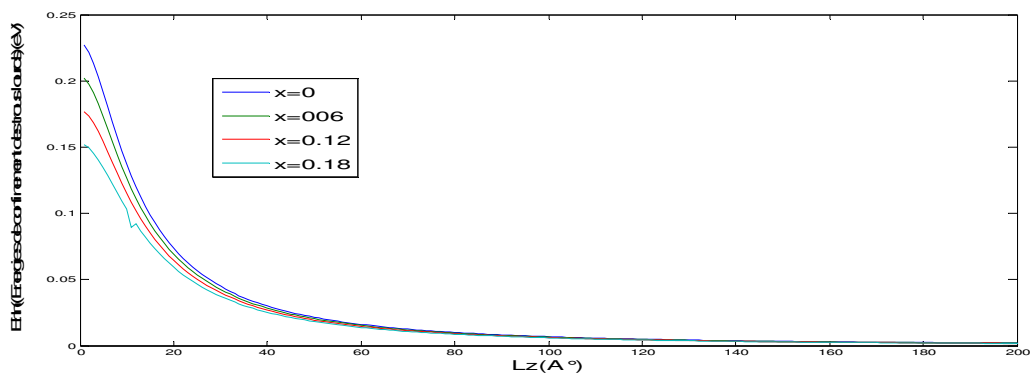


Figure III-8: Evolution des énergies de confinement des trous lourds en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

#### III.4. 3. 2. Compression à 1.5%

Dans ce cas, les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.74$ , nous avons tracé les courbes des énergies de confinements des électrons et des trous lourds.

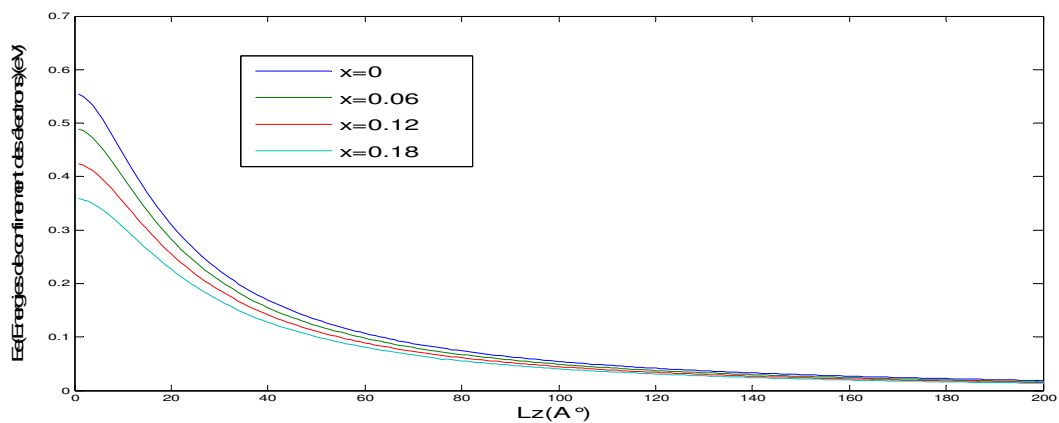


Figure III-9 : Evolution des énergies de confinement des électrons en fonction de l'épaisseur du puits quantiques  $L_z$

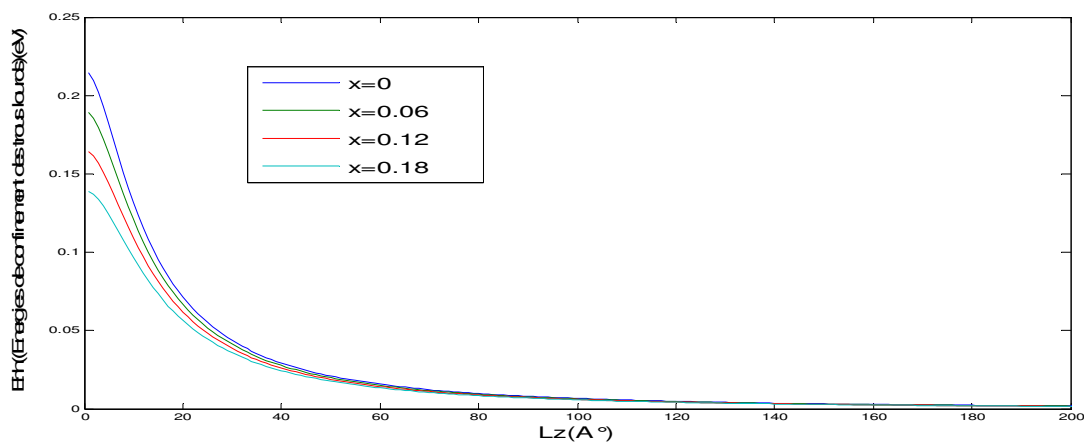


Figure III-10 : Evolution des énergies de confinement des trous lourds en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

#### III. 4.3.3 Compression à 1%

Les concentrations sont reliées par la relation  $1-x-y=0.67$ , nous avons tracé les énergies de confinement des électrons et des trous lourds.

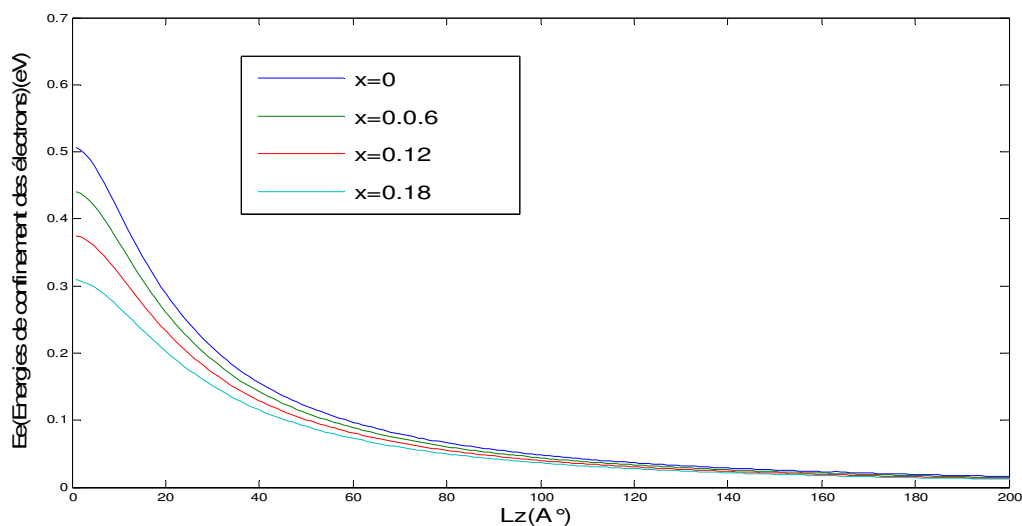


Figure III-11 Evolution: des énergies de confinement des électrons en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$



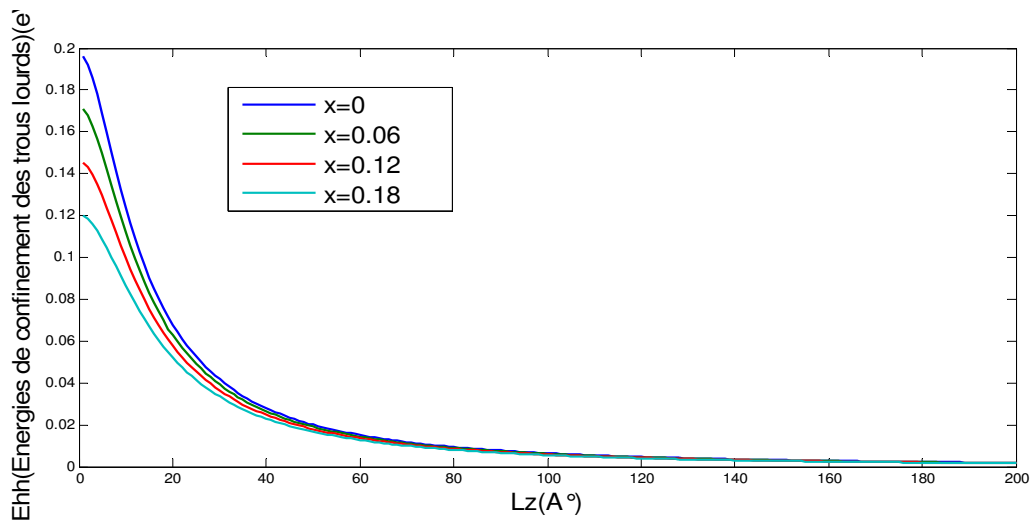


figure III-12 : Evolution des énergies de confinement des trous lourds en fonction de l'épaisseur du puits quantiques  $L_z$

#### III. 4. 3. 4 Puits quantique accordés

Dans le cas de puits quantique non contraint les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.53$ , nous avons tracé les courbes de confinement des électrons, des trous en fonction de l'épaisseur du puits quantique.

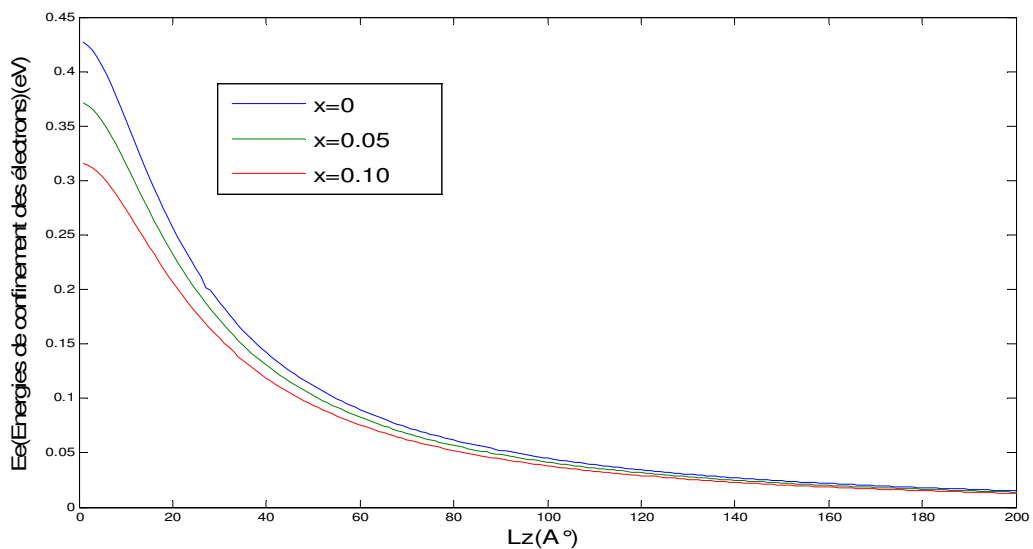


Figure III-13: Evolution des énergies de confinement des électrons en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

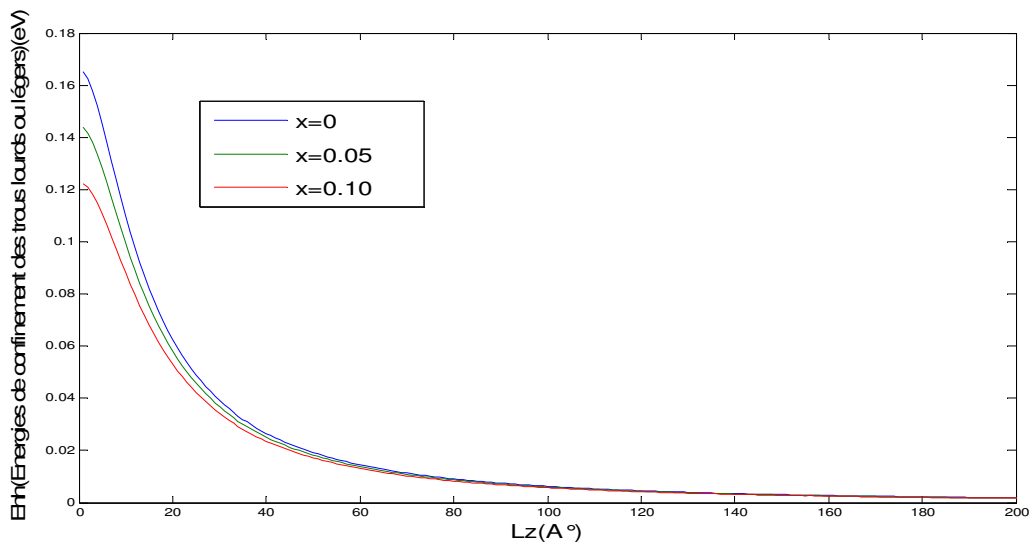


Figure III-14 : Evolution des énergies de confinement des trous (lourds ou légers) en fonction de l'épaisseur du puits quantiques  $L_z$

### III. 4. 4 Puits quantique contraint en tension

#### III.4. 4.1 Tension à 1 %

Dans ce cas, les concentrations sont reliées par la relation  $1-x-y=0.38$ , nous avons tracé les énergies de confinement des électrons et des trous légers

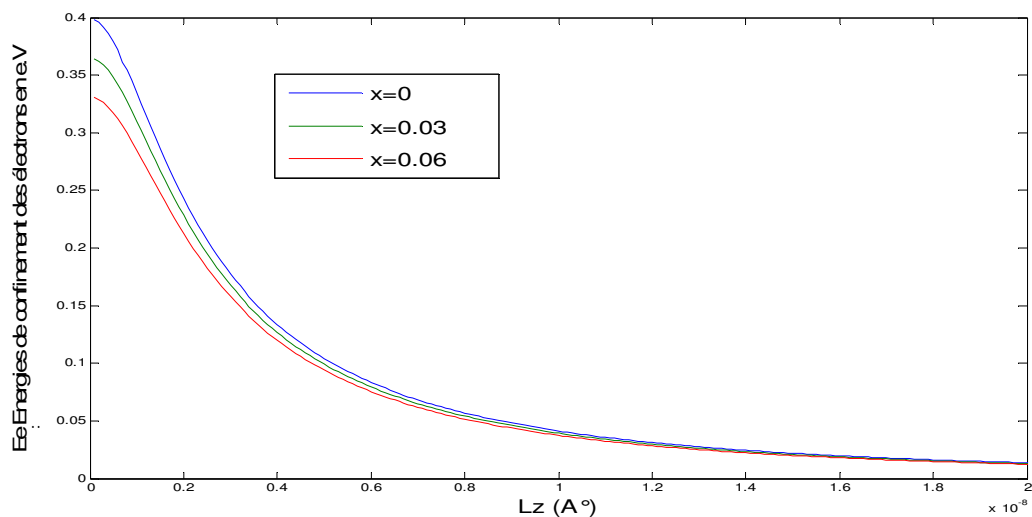


Figure III-15 : Evolution des énergies de confinement des électrons en fonction de l'épaisseur du puits quantiques

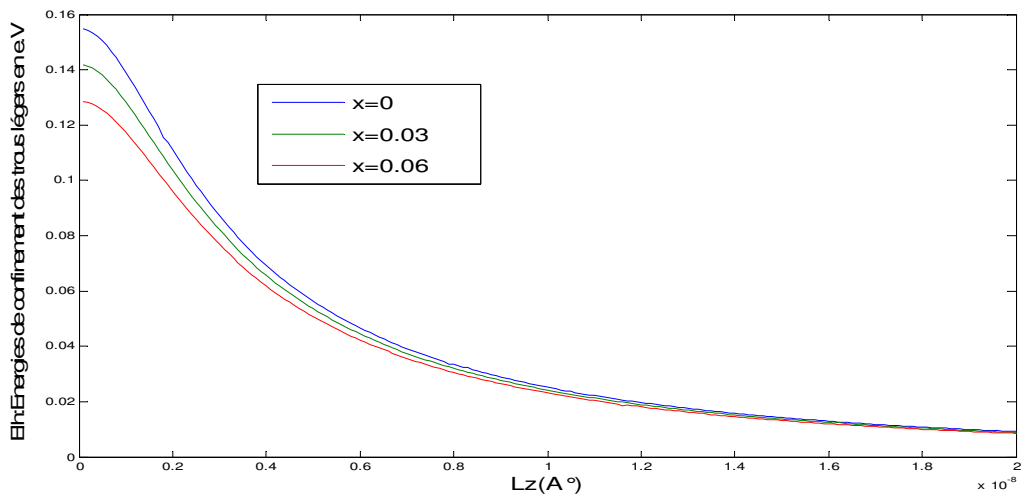


Figure III-16 : Evolution des énergies de confinement des trous légers en fonction de l'épaisseur du puits quantiques

#### III. 4. 4. 2 Tension à 1.5%

Dans ce cas, les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.307$ , nous avons tracé les courbes de confinement des électrons et des trous légers.

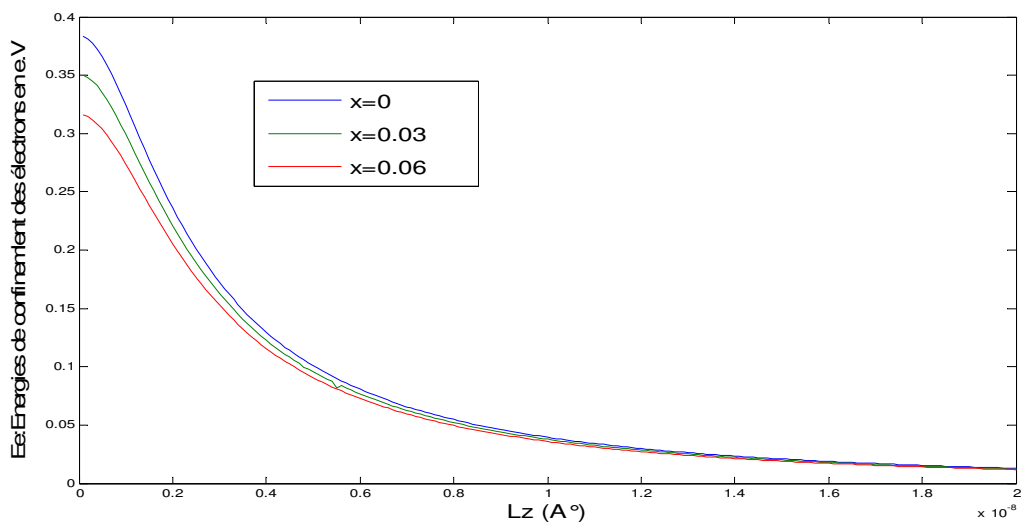


Figure III-17 : Evolution des énergies de confinement des électrons en fonction de l'épaisseur du puits  $L_z$

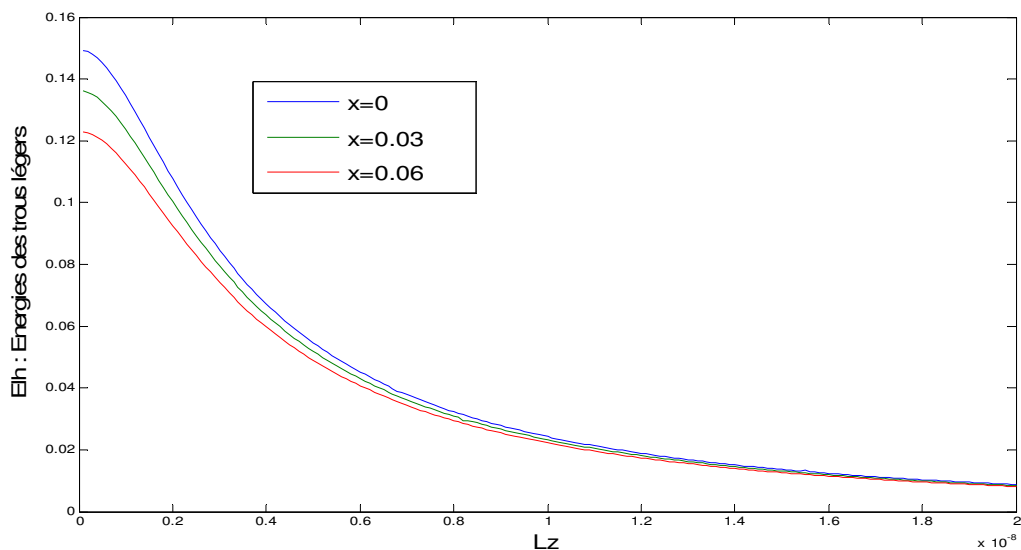


Figure III-18 : Evolution des énergies de confinement des trous légers en fonction de l'épaisseur du puits quantiques  $L_z$

#### III. 4. 4. 3 Tension à 2%

Dans ce cas, les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.225$ , nous avons tracés les courbes de confinement des électrons et des trous légers fonction de l'épaisseur du puits quantique.

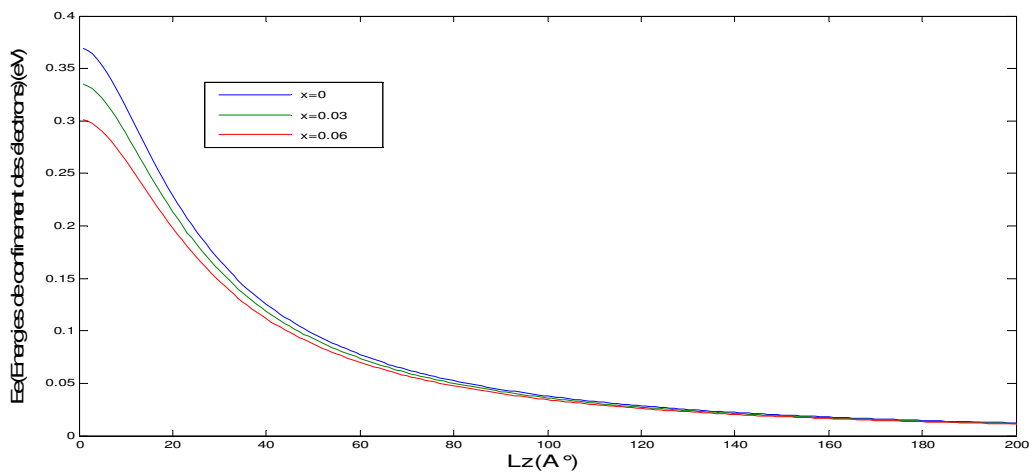


Figure III-19 : Evolution des énergies de confinement des électrons en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

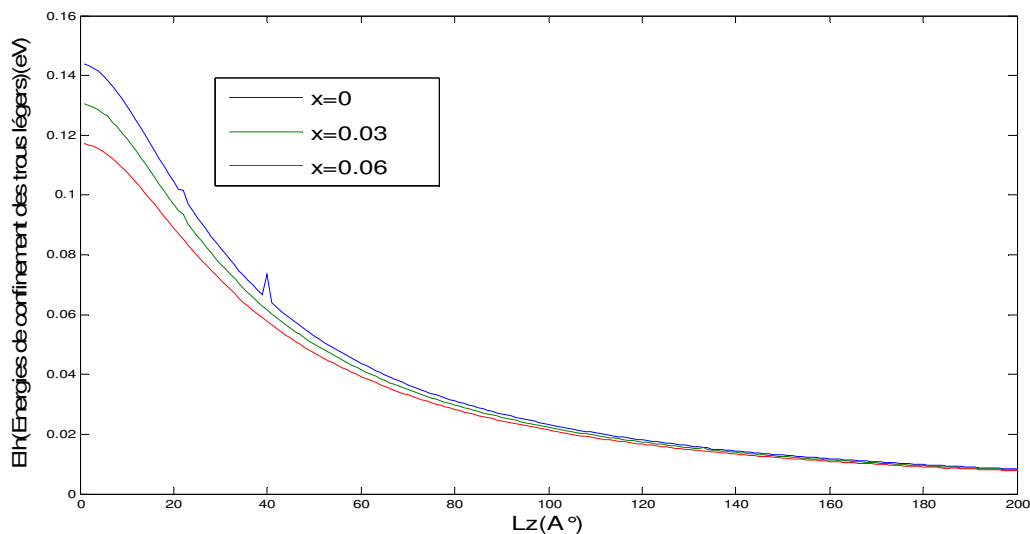


Figure III-20 : Evolution des énergies de confinement des trous légers en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

### III.5. Energies de transition dans un puits quantique

#### III. 5 .1 Transitions inter bandes –transitions intra bandes

Pour qu'un électron passe d'un état quantique initial vers un état quantique final, il faut que ce dernier soit vide car les électrons sont des fermions qui doivent satisfaire au principe de Pauli [21,22]. La bande de valence est complètement remplie à température nulle et la bande de conduction est vide, ce qui nous amène à considérer les transitions entre la bande de valence et la bande de conduction que l'on qualifie de *transitions inter bandes*. A une certaine température, la bande de valence est légèrement dépeuplée libérant ainsi quelques états quantiques. Il peut y avoir des transitions d'électrons d'un niveau de la bande de valence vers des états libres de celle-ci. Ces transitions à l'intérieur d'une même bande sont appelés *transitions intra bandes* [23,24]. Elles sont en général, négligeables pour les puits quantiques par suite du faible nombre de niveaux quantiques disponibles.

Les transitions intra bandes conduisent à une absorption continue dans le domaine infrarouge. Elles peuvent être directes ou indirectes si elles font intervenir un ou plusieurs phonons [25,26].

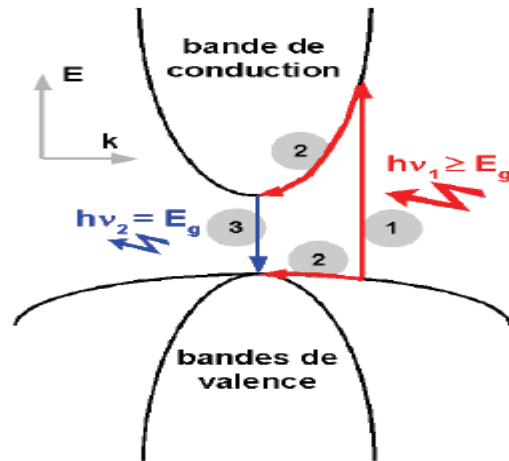


Figure III-21 : Illustration des phénomènes d'absorption inter bande et de recombinaison radiative dans un semi-conducteur à gap direct [26]

On distingue trois étapes, d'abord l'absorption d'un photon (1), la thermalisation vers les centres de bandes (2) et enfin la recombinaison (3).

Pour une énergie des photons plus élevées, on peut avoir des transitions inter bandes entre des bandes permises non contiguës. Ce processus est plus fréquent pour les métaux dont deux bandes contiguës se recouvrent en énergie.

En tant qu'applications, les photons absorbés par un semi conducteur génèrent des porteurs de charge. Ainsi, ils peuvent être utilisés comme détecteurs. La bande de fréquence ou de longueurs d'ondes qui peuvent être absorbés est une caractéristique importante du matériau AlGaInAs et conditionne, en partie, son domaine d'utilisation tel que le laser à puits quantique (télécommunications, photo détecteurs...etc.).

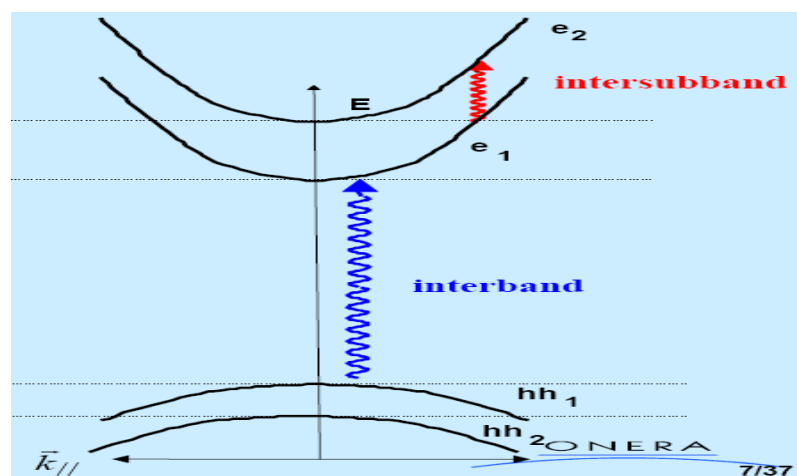


Figure III-22-Transition inter bande-transition intra bande [8]

### III.5. 2 Mécanismes de génération optique Absorption des photons.

Seuls les photons d'énergie supérieure (voir figure III-6) à la largeur de bande interdite du semi-conducteur sont absorbés de manière utile c'est-à-dire en créant des paires électrons trous dans la bande de conduction et la bande de valence [26]. L'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence fixe donc l'énergie minimale pour assurer le fonctionnement du puits quantiques(n=1) Il est aussi possible de définir une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  : longueur d'onde maximale d'un photon pouvant être espéré être détecté par un matériau de bande interdite  $E_g$  donnée. L'énergie de rayonnement ou de transition  $E_{tr} = h\nu$  permet d'écrire  $\lambda_c (\mu m) = \frac{1.24}{E_{tr} (eV)}$  [27].

### III. 6. Energie de transition de $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As / InP$

#### III. 6. 1 Introduction

Lors d'une transition, nous allons étudier sommairement et qualitativement les mécanismes d'interaction entre la matière et le rayonnement. En particulier, nous allons interpréter comment la matière absorbe et réémet le rayonnement, et quels sont les divers processus qui mettent en jeu cette interaction [27].

C'est Einstein qui le premier a émis ces hypothèses pour expliquer l'interaction

Matière- rayonnement et retrouver la forme que la mécanique statistique donne pour expliquer le rayonnement

Dans la transition, il est utile de définir surtout l'absorption et l'émission qui concourent à la transition d'énergie et d'avoir une certaine longueur d'onde autour de  $1.3 \mu m$  [28].

#### -L'absorption

D'une manière générale, l'atome est source de lumière à condition qu'il ait avant cela absorbé de l'énergie pour changer les électrons de niveau. Cet apport d'énergie peut être électrique, chimique, cinétique...etc., mais aussi électromagnétique. [29]. L'absorption d'un photon ne peut se faire que si son énergie correspond à l'énergie de transition d'un électron [30, 31, 32].

### -L'émission

L'électron excité est dans un état instable et il va retomber dans son état fondamental en libérant l'énergie précédemment absorbée. Une des sous multiples formes d'énergie est l'émission d'une onde électromagnétique [32] et le quantum peut alors être directement relié à la fréquence d'oscillation de l'onde. Le quantum, unité d'énergie et le photon ne font qu'un. L'électron a ainsi émis un photon d'énergie  $E = h\nu$  [30, 31, 33].

### III. 6. 2 Energie de transition du puits quantique contraint en compression

#### III. 6. 2. 1 Compression à 2%

Les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.82$ , nous avons tracé les énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique

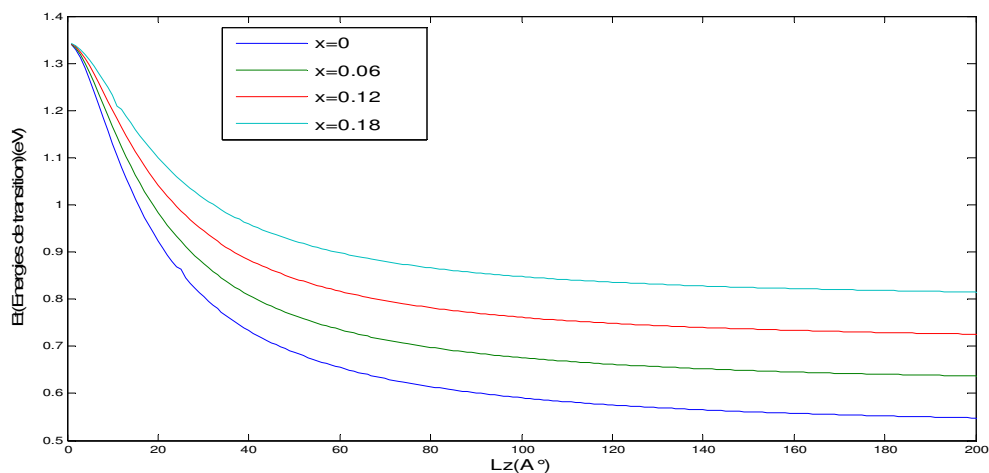


Figure23 : Evolution des énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$



### III.6. 2. 2 Compression à 1.5 %

Les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.74$ , nous avons tracé les énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique

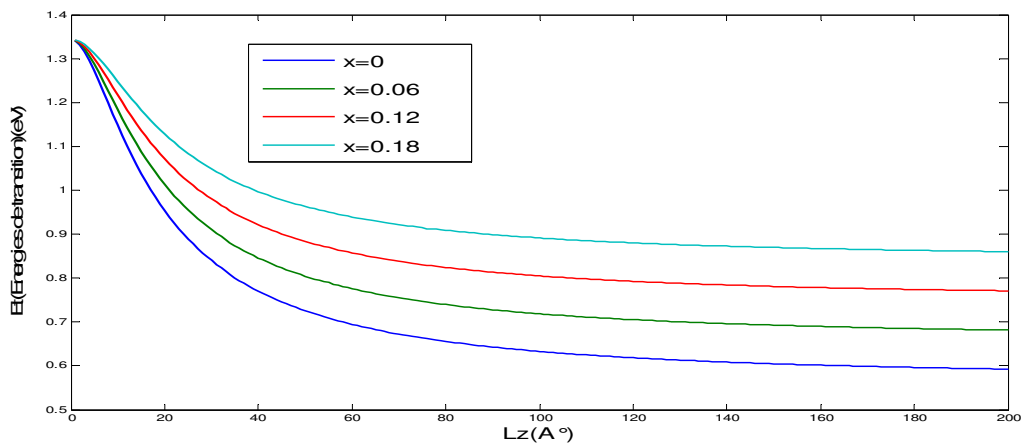


Figure III-24 : Evolution des énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

### III.6. 2. 3. Compressions à 1%

Les concentrations sont reliées par la relation  $1-x-y=0.67$ , nous avons tracé les énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique

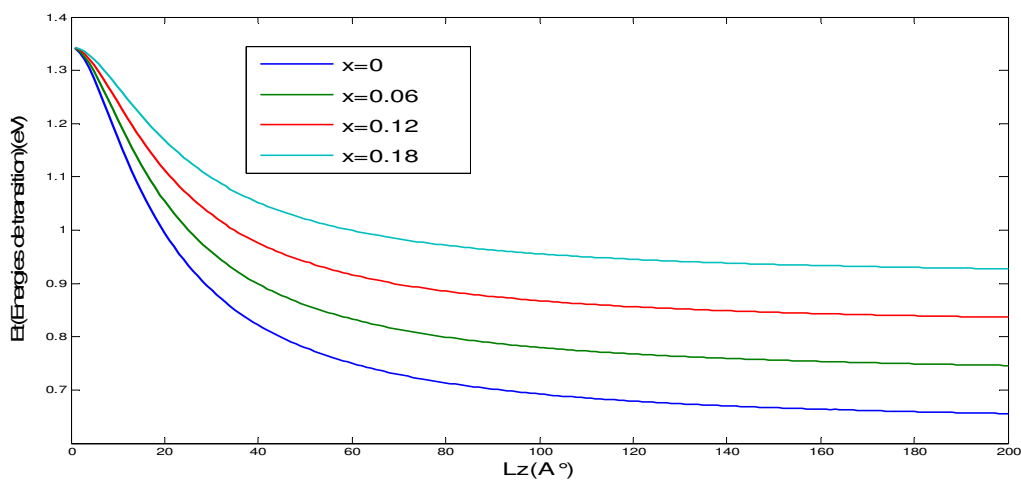


Figure III-25 : Evolution des énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

### III. 6. 3. Puits quantique accordés

Les concentrations sont reliées par la relation  $1-x-y=0.53$ , nous avons tracé les énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique.

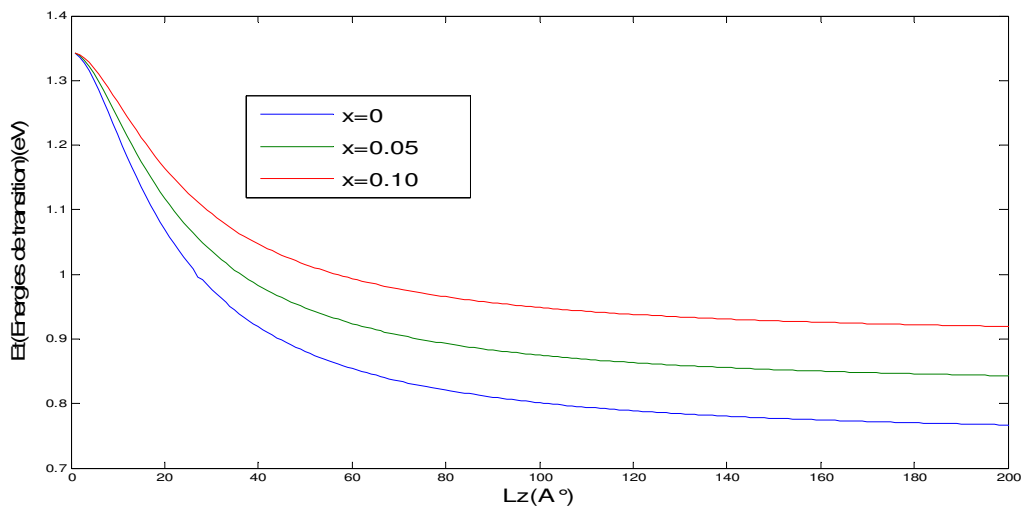


Figure III-26 : Evolution des énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

### III.6. 4 Puits quantique contraint en tension

#### III. 6. 4.1 Tension à 1%

Les concentrations sont reliées par la relation  $1-x-y=0.38$ , nous avons tracé les énergies de transitions en fonction de l'épaisseur du puits

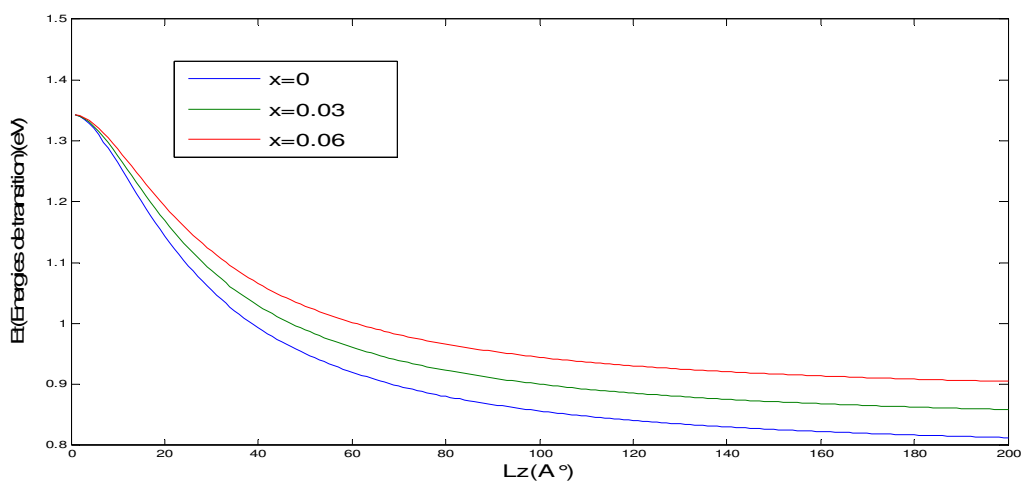


Figure III-27 : Evolution des énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

### III. 6. 4. 2 Tension à 1.5 %

Les concentrations sont reliées par la relation  $1-x-y=0.307$ , nous avons tracé les énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits

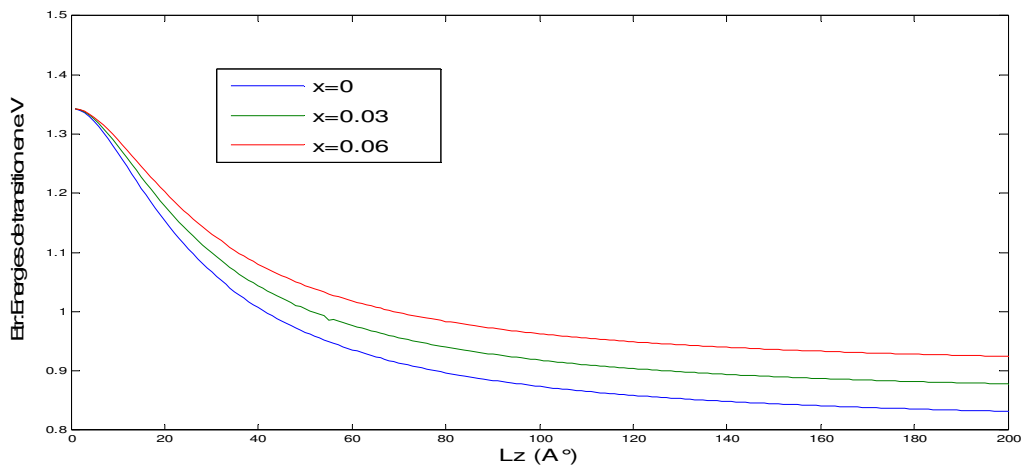


Figure III-28 : Evolution des énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

### III. 6. 4. 3 Tension à 2 %

Les concentrations sont reliées par la relation  $1-x-y=0.225$ , nous avons tracé les énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits

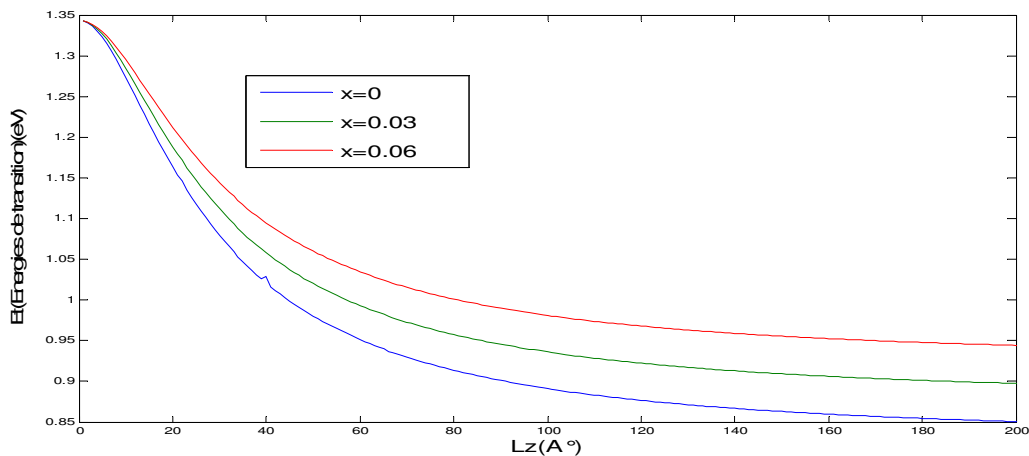


Figure III-29 : Courbes des énergies de transition en fonction de l'épaisseur du puits quantique  $L_z$

### III. 7 Longueurs d'onde émises en fonction de l'épaisseur du puits quantique

#### III.7. 1 Contrainte compressive 2 %

Dans ce cas, les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.82$ , nous avons tracé les courbes des longueurs d'onde émises en fonction de l'épaisseur du puits quantique.

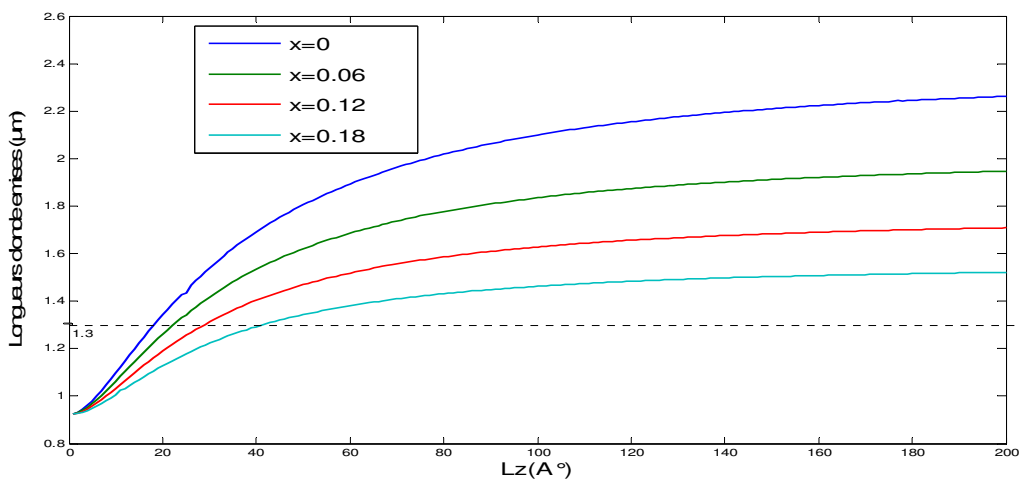


Figure III-30 : Evolution des longueur d'onde émise en fonction de l'épaisseur du puits quantique

#### III.7. 2 Contrainte compressive à 1.5 %

Dans ce cas, les concentrations sont reliées par la  $1-x-y=0.74$ , nous avons tracé les courbes de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur du puits quantique

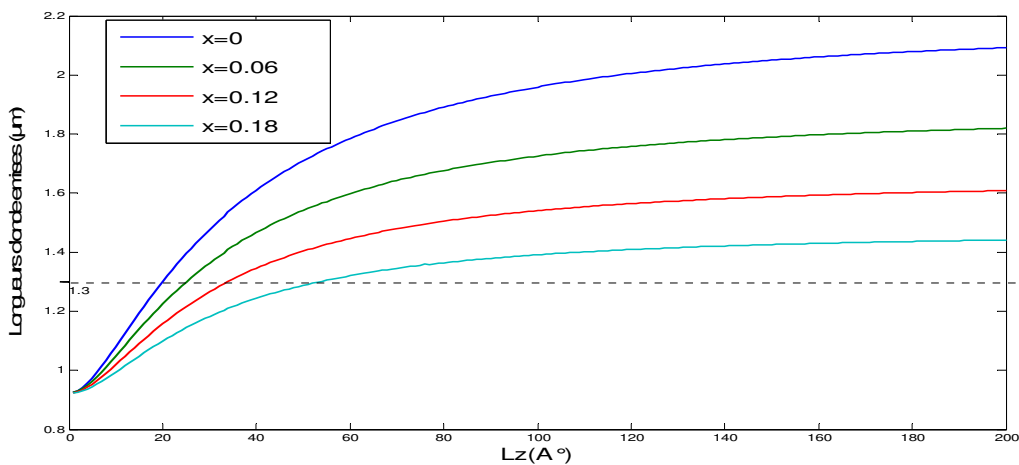


Figure III-31 : Evolution des longueur d'onde émise en fonction de l'épaisseur du puits quantique

### III.7. 3. Contrainte compressive à 1 %

Dans ce cas, les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.74$ , nous avons tracé les courbes de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur du puits quantique

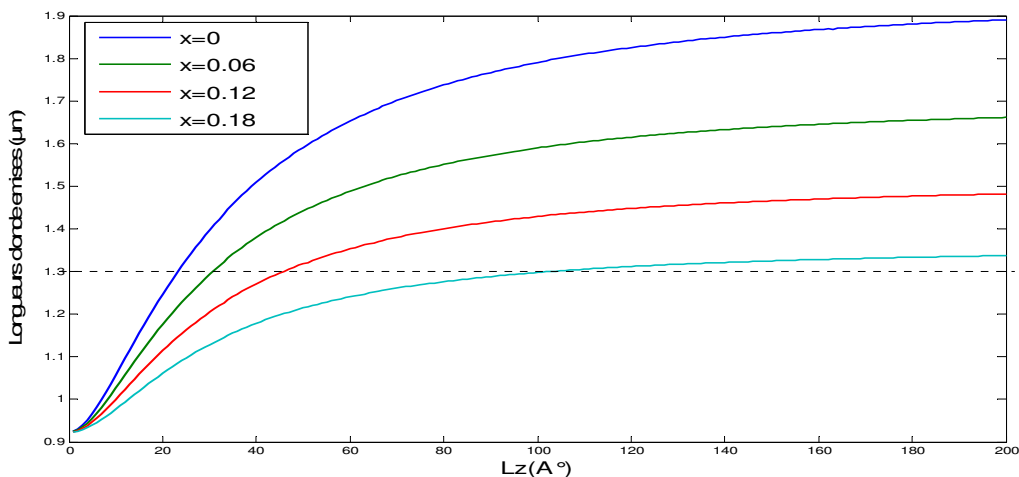


Figure III-32 : Evolution des longueurs d'onde émises en fonction de l'épaisseur du puits quantiques

### III.7. 4. Puits accordés

Dans ce cas, les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.53$ , nous avons tracé les courbes de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur du puits quantique

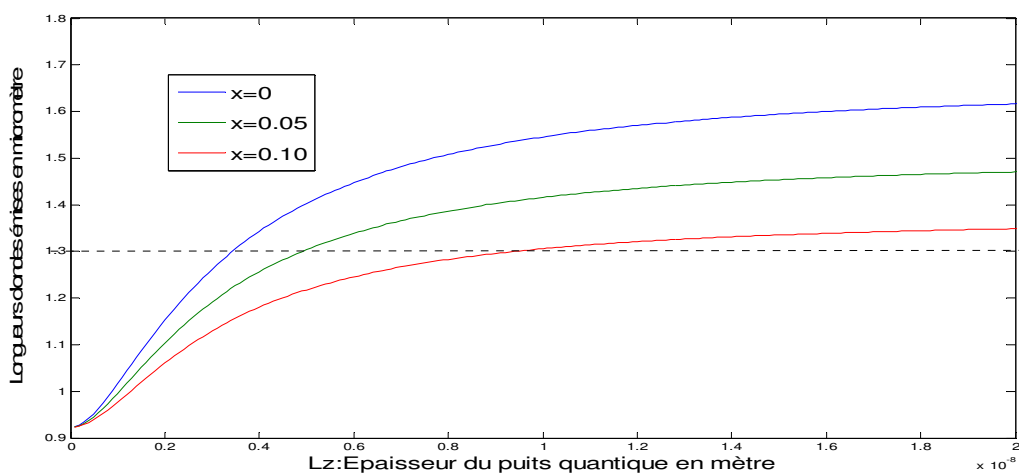


Figure III-33 : Evolution des longueurs d'onde émises en fonction de l'épaisseur du puits quantiques

### III.7. 5 Contrainte tensile à 1 %

Dans ce cas, les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.38$ , faisant varier  $x$ , nous avons tracé les courbes de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur quantique

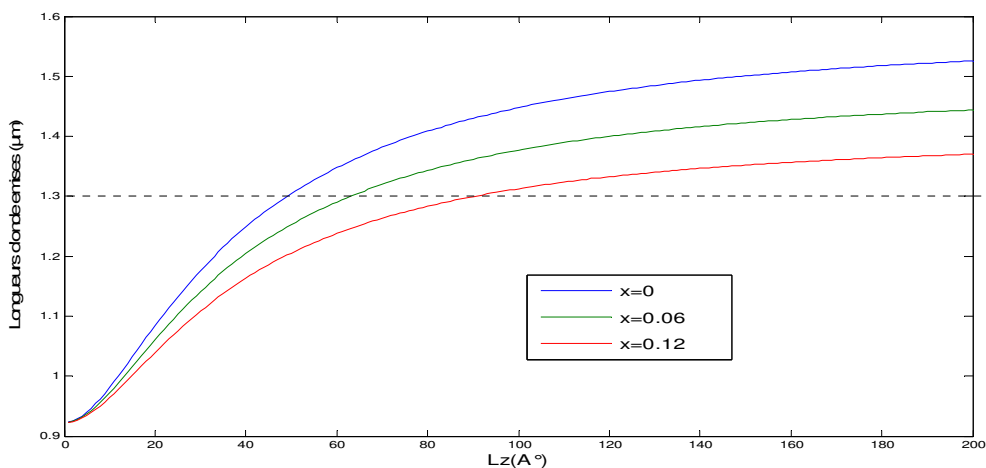


Figure III-34 : Evolution des longueurs d'ondes en fonction de l'épaisseur du puits quantiques

### III.7. 6 contrainte tensile 1.5 %

Dans ce cas, les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.307$ , nous avons tracé les courbes de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur du puits

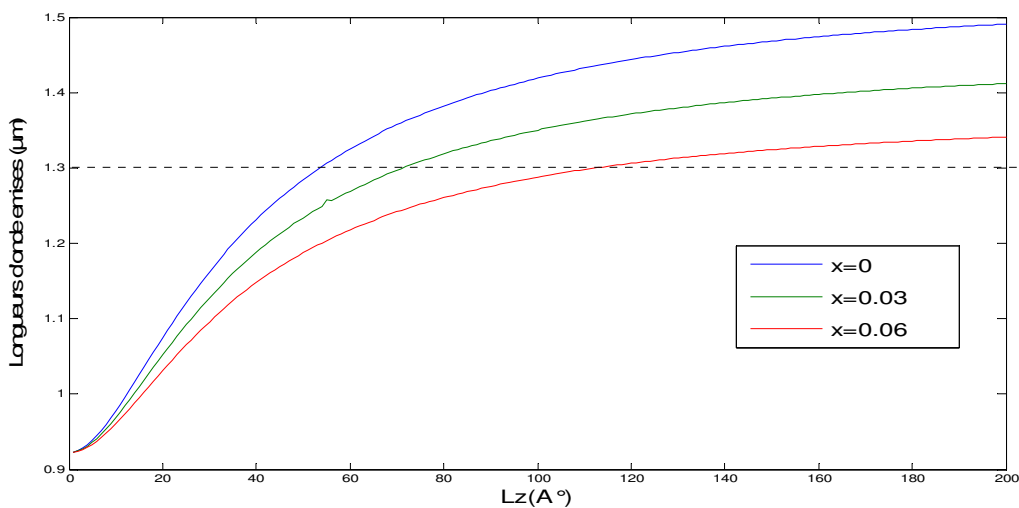


Figure III-35 : Evolution des longueurs d'onde émises en fonction de l'épaisseur du puits quantique

### III. 7. 7 contrainte tensive à 2 %

Dans ce cas les concentrations sont liées par la relation  $1-x-y=0.225$ , nous avons tracé les courbes des longueurs d'ondes en fonction de l'épaisseur du puits

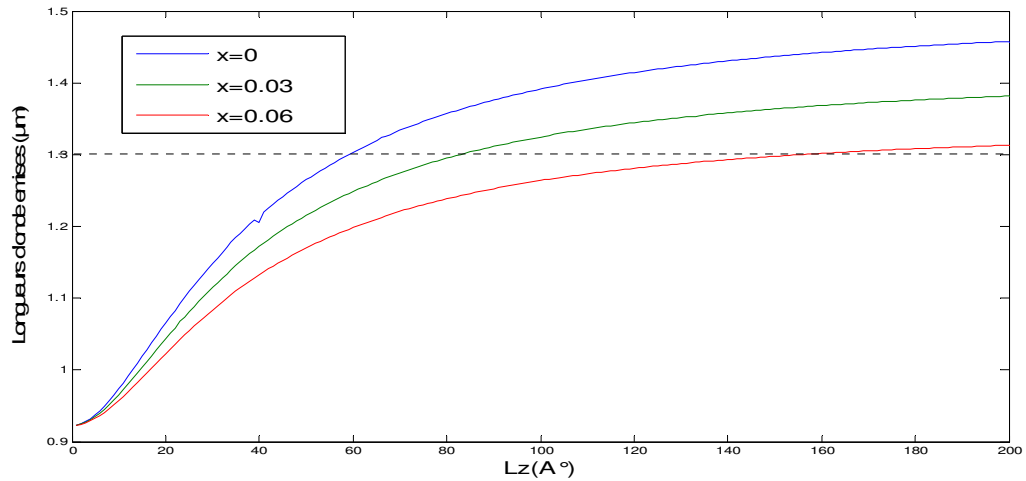


Figure III-36 : Evolution des longueurs d'ondes émises en fonction de l'épaisseur du puits quantiques

### III.8 Epaisseur du puits quantique en fonction de la concentration x de l'Aluminium pour une émission de $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ .

Les deux paramètres principaux dans un puits quantique sont l'épaisseur et la concentration x de l'aluminium donc il est utile de tracer  $L_z$  en fonction de x

#### III. 8.1 Contrainte compressive à 2 %

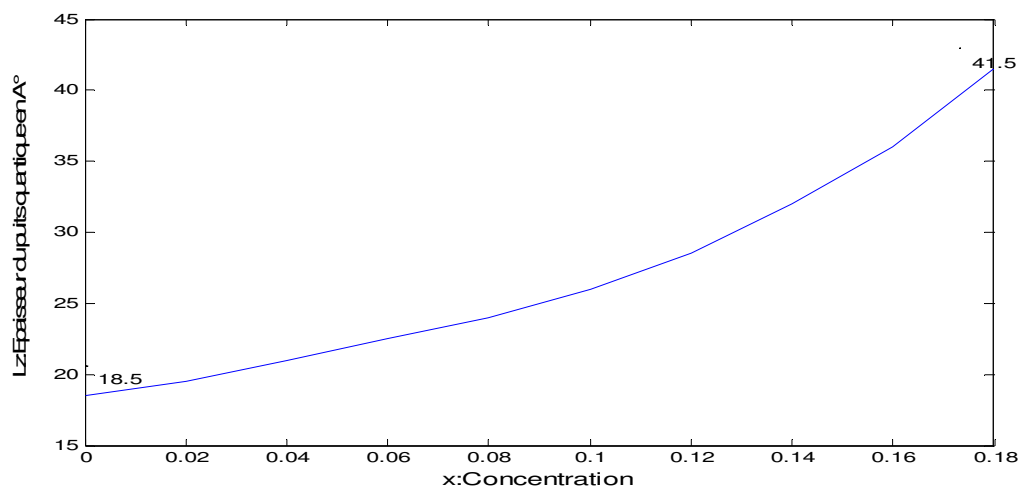


Figure-III-37 Evolution des épaisseurs du puits quantique en fonction de la concentration x de l'Aluminium

### III. 8. 2 contrainte compressive 1.5%

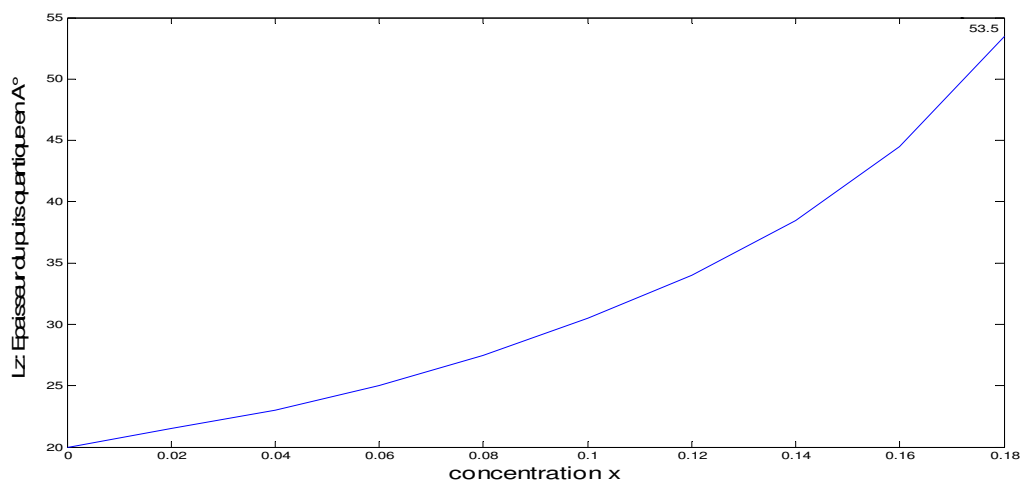


Figure-III-38 : Evolution des épaisseurs du puits quantiques en fonction de la concentration x de l'Aluminium

### III. 8. 3 Contrainte compressive 1%

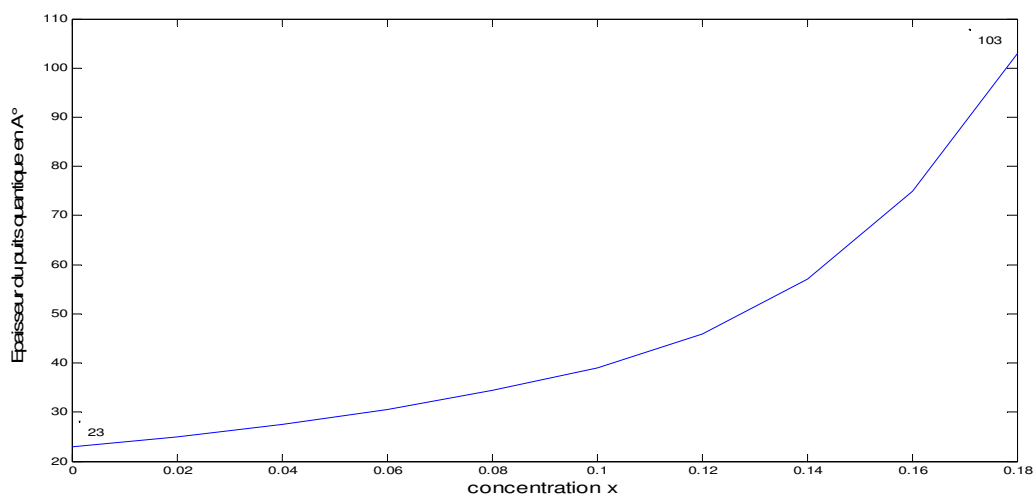


Figure III.39: Epaisseur du puits quantiques en fonction de la concentration x de l'Aluminium



### III. 8. 4 Puits quantique accordé

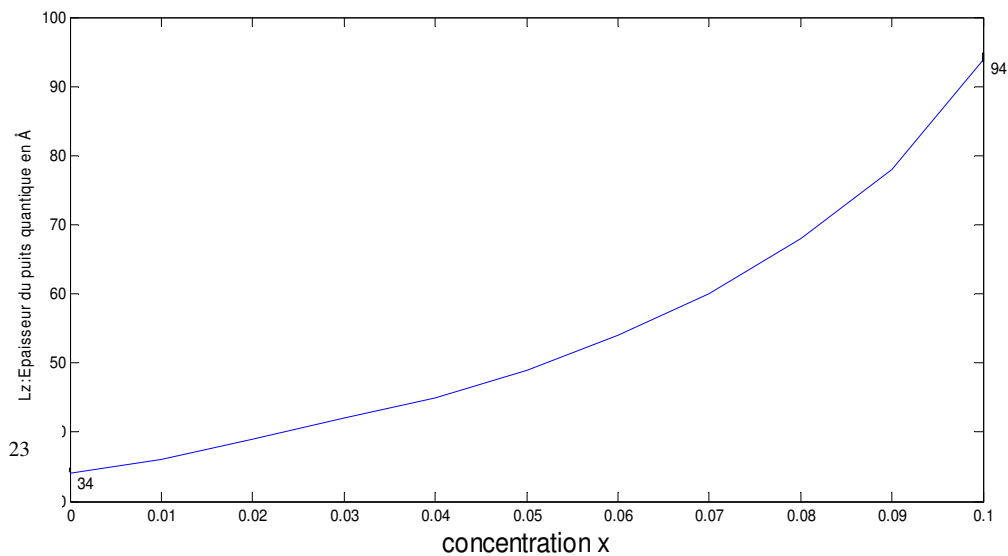


Figure III-40- Epaisseur du puits quantiques en fonction de la concentration x de l'Aluminium

### III.8. 5 Contrainte tensile à 1 %

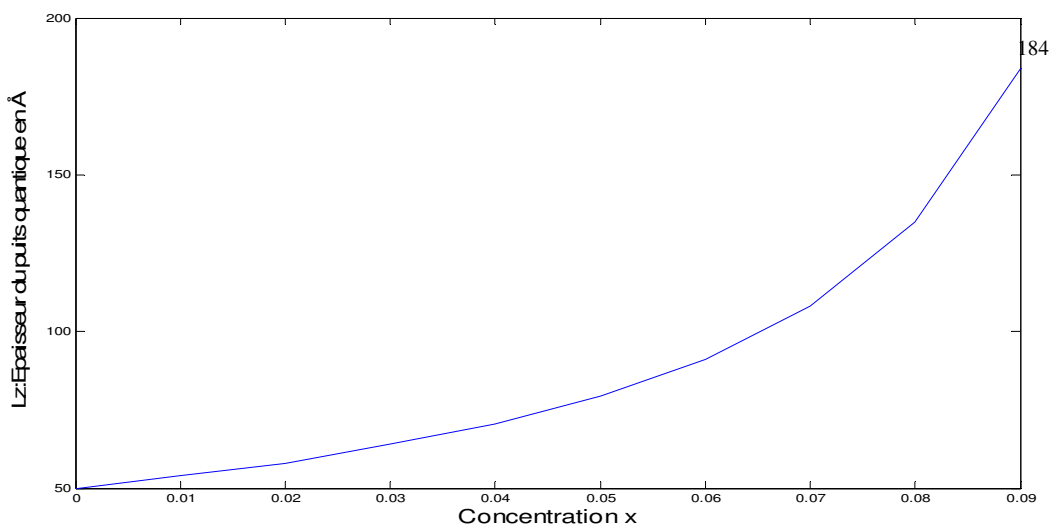


Figure-III-41 : Epaisseur du puits quantiques en fonction de la concentration x de l'Aluminium de

### III.8. 6. Contrainte tensive 1.5 %

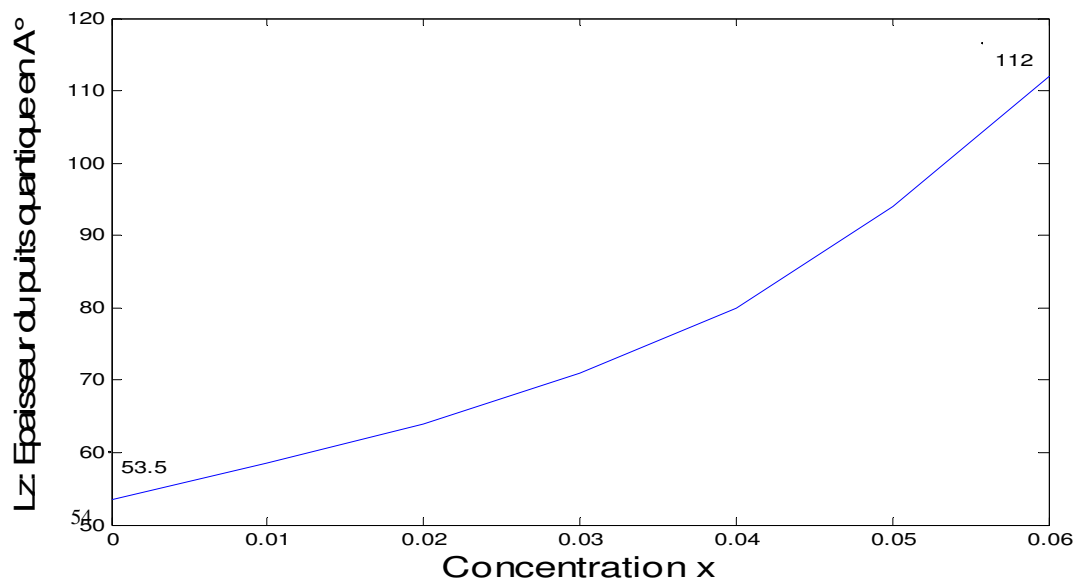


Figure-III-42 : Epaisseur du puits quantiques en fonction de la concentration x de l'Aluminium

### III.8. 7 Contrainte tensive à 2 %

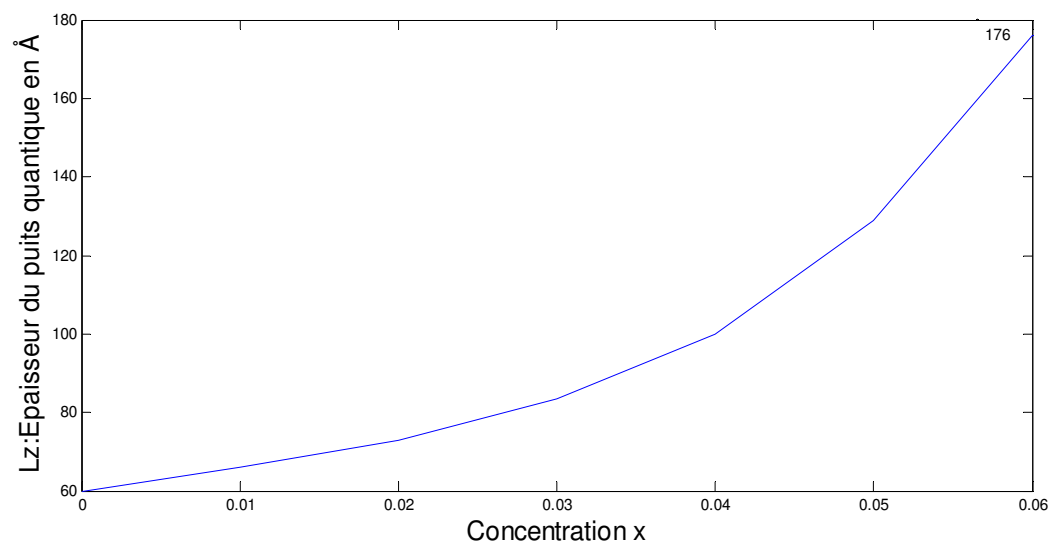


Figure-III-43- Epaisseur du puits quantiques en fonction de la concentration x de l'Aluminium:

### III. 9 Interprétations et commentaires

Pour une épaisseur du puits quantique  $L_z=60 \text{ \AA}$  (par exemple), nous allons voir comment varient les énergies de confinement des électrons et des trous, les énergies de transitions et les longueurs d'onde en fonction de la concentration  $x$  de l'aluminium

Pour les contraintes compressives 1 %, 1.5 % et 2 %, nous remarquons que quand la concentration  $x$  de l'aluminium augmente, les énergies de confinement des électrons et des trous diminuent, les énergies de transition augmentent et les longueurs d'onde émises diminuent.

Lorsque la contrainte augmente et pour une même concentration  $x$ , les énergies de confinement des électrons et des trous augmentent, celles des énergies de transitions diminuent, les longueurs d'onde émises augmentent

-Puits accordés : quand la concentration  $x$  de l'aluminium augmente, les énergies de confinement des électrons et des trous diminuent, les énergies de transition augmentent et les longueurs d'onde émises diminuent.

Pour les contraintes tensives 1 %, 1.5 % et 2 % quand la concentration  $x$  de l'aluminium augmente, les énergies de confinement des électrons et des trous diminuent, les énergies de transition augmentent et les longueurs d'onde émises diminuent

Quand la contrainte augmente et pour une même concentration, les énergies de confinements des électrons et des trous augmentent, celles des énergies de transitions diminuent, et les longueurs d'onde émises diminuent.

Pour le couple (épaisseur du puits, concentration  $x$ ) pour une longueur d'onde émise à  $1.3 \mu\text{m}$ , quand  $x$  augmente, l'épaisseur du puits quantique augmente.

Les évolutions des énergies de confinement des électrons et des trous (lourds ou légers), des longueurs d'onde émises en fonction de l'épaisseur du puits quantique sont les mêmes ; ceux qui varient ce sont les valeurs et les largeurs du puits

Les évolutions de l'épaisseur des puits quantiques en fonction de la concentration  $x$  de l'aluminium sont aussi de mêmes allures sauf que la largeur effective de chaque hétéro structure diffère du point de vue valeur

## Conclusion générale et perspectives

. Lorsqu'on fait croître par exemple de l'AlGaInAs sur InP, le premier cristal est sous contrainte car sa maille cristalline est différente de celle du cristal sous-jacent .Ainsi, au delà de trois couches atomiques d'AlGaInAs, la croissance couche par couche couterait trop d'énergie [43, 44]

Ce que nous pouvons déduire, c'est que les caractéristiques d'émission (longueur d'onde, largeur et intensité d'émission dépendent fondamentalement de la compositions  $x$  de l'aluminium, de l'épaisseur des puits et des barrières ainsi que des contraintes internes dues notamment aux désaccords paramétriques [40]. Ces contributions peuvent être bénéfiques aux lasers.

Les doubles hétérostructures sont depuis deux ou trois décennies des artefacts (artificiels) qui réalisent des matériaux augmentant les performances tout en diminuant les coûts. Ce sont les puits quantiques, les résonateurs, les divers lasers, les multi puits, les superréseaux.etc .Les concepts vers l'échelle nanométriques, avec ses espoirs et ses difficultés technologiques est un domaine en pleine expansion ;Il est caractérisé par une grande multidisciplinarité telles que la biologie, la chimie, la médecine..etc [45].

Nous avons étudié un phénomène de quantification et de confinement de l'énergie des porteurs de charge dans le système à puits quantique  $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As$  As contraint. Nous avons cherché la composition  $x$ , proportion stœchiométrique de l'Aluminium et l'épaisseur du puits quantiques qui nous permettent une émission de 1.3  $\mu m$ .

En définitive, nous pouvons conclure qu'après avoir tracé les évolutions des énergies de confinement des électrons et des trous, des évolutions des énergies de transition et des longueurs d'onde émises en fonction de l'épaisseur du puits quantique autour de 1,3  $\mu m$  que seul le puits quantique a 2 % compressive a une épaisseur du puits très petite (de 18.5 à 41.5 Å), comparativement aux autres puits qui dépassent les 150 Å .

Le puits quantique présente plusieurs intérêts :

- Il permet la localisation des porteurs
- Il distingue des niveaux d'énergies discrets
- Il permet le renforcement des densités d'états

Nous avons ainsi étudié le puits quantique avec ses variantes (compression et tension), et nous allons mettre en relief les perspectives les plus en vue à savoir l'amélioration des performances transistor HBT(Hétéro structure Bipolaire Transistor) qui utilise l'émetteur en AlGaInAs (proposé par Zhu et Al [14,45,46],les photomultiplicateurs (état solide ) transmission à effet tunnel résonnant, des photodiodes PIN, les multi puits (successions alternées de deux semi-conducteurs AlGaInAs,InP,les télécommunications par fibres optiques nécessitant l'utilisation des diodes lasers dans la gamme 1,1-1,6  $\mu\text{m}$  [47,48].

Ainsi pour finir ce manuscrit, on peut noter que les études spécifiques des semi-conducteurs massifs sont actuellement peu nombreuses en raison de l'intérêt suscité par les hétérojonctions de semi-conducteurs puits quantiques super réseaux, microcavités [48]. Les perspectives sont nombreuses :

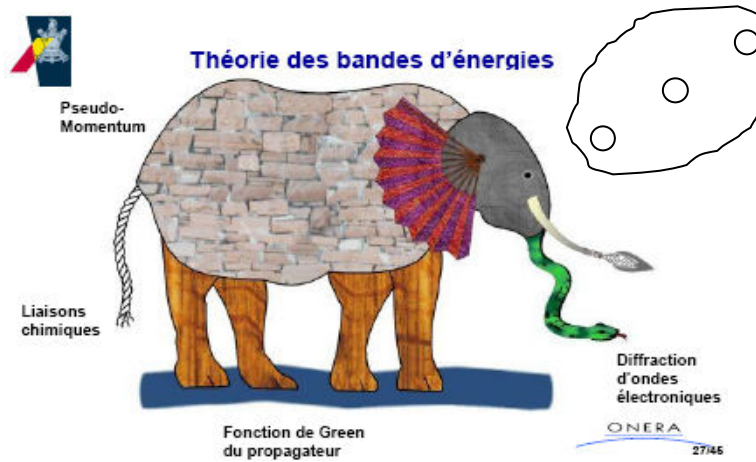
Certains aspects fondamentaux de l'optique non linéaire du solide sont insuffisamment compris ou mal caractérisés font l'objet d'études actives .On peut citer quelques exemples inhérents à ce mémoire pour s'intégrer dans le contexte du sujet : comportements de puits quantiques asymétriques[49,50] sous forte excitation, transitions intra bandes dans ces hétéro structures Les propriétés des électrons bidimensionnels sont à l'origine de nombreuses performances excellentes des transistors et lasers à base de couches quantiques [51,52]. On peut cependant mentionner la très haute fréquence des transistors [14] (ce sont les plus rapides, capables de commuter en quelques picosecondes ,on peut mettre en évidence leur faible bruit électronique ; ce qui rend utilisable une antenne parabolique de faible dimension en réception de satellite de télévision de bas courant de seuil des lasers à puits quantiques ,leur faible couts, leur excellent rendement de conversion électrique –optique [53,54]. Les ondes THz (térahertz) possèdent des atouts intéressants en accord avec la résonance plasma des électrons dan les puits quantique [55].

## ANNEXE

## Paramètres des matériaux binaires AlAs, GaAs, InAs et InP

paramètre	AlAs	GaAs	InAs	InP
$a_0$ (Å)	5.6611	5.6533	6.0584	5.8686
$C_{11}$ (dyn/cm <sup>2</sup> )	1.25	11.88	8.329	10.22
$C_{12}$ (dyn/cm <sup>2</sup> )	0.53	5.38	4.526	5.76
b (eV)	-1.5	-1.7	-1.8	-2.0
$\Delta_0$ (eV)	0.28	0.34	0.38	0.11
$E_g$ (eV)				
T=4K	2.24	1.52	0.42	1.42
T=300K	2.16	1.42	0.36	1.27
$E_{\text{vav}}$ (eV)	-7.49	-6.92	-6.67	-7.04
$a_c$ (eV)	-5.64	-7.17	-5.08	-5.04
$a_v$ (eV)	-2.47	-1.16	-1	-1.27
a (eV)	-8.11	-8.33	-6.08	-6.31
$m_e/m_0$	0.15	0.067	0.023	0.080
$m_{\text{hh}}/m_0$	0.47	0.45	0.41	0.56
$m_{\text{lh}}/m_0$	0.15	0.082	0.025	0.12

« Il ne faut jamais avoir peur d'aller trop loin, car la vérité est au delà » (Proust)



## Références Bibliographiques

1. - E .Bourdel. et S.Reynal., « Physique d'es semi-conducteurs » octobre 2003
2. Ronald Houdré. « Dispositifs électroniques et optiques à semi-conducteurs » 2006-2007
3. Marc Haelterman. « Physique des semi-conducteurs-Applications Spéciales », Service d'optique et d'acoustique, Faculté des sciences appliqués, Université libre de Bruxelles, 1998
- 4.S Laval. « Physique des semi-conducteurs III-V »,1989
5. Jasprit Singh, « Semi-conductors »,1995
6. Thuong Nguyen Quang. « Effets de spin dans les nanostructures semi-conductrices » : Modélisation et expérience de magnéto transport (thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique. 20 Septembre 2006
7. Emmanuel Rosencher. « Quantum semiconductor Structures for infrared detections ONERA-Ecole polytechnique-Quantum Mechanics for Space.2005
8. J.Arnaud 1989 « Physique des diodes lasers », Equipe de micro-électronique de Montpellier-Unité associé au CNRS 392, 1989
10. Patrick Desjardins. « Couches hétéroépitaxiales : croissance, mécanismes relaxation des contraintes, Propriétés électroniques et dispositifs-Ecole polytechnique de Montréal 2000
11. R.Teissier P.Christol, A.Joulié. « Nouveau Laser à semi-conducteur pour le moyen infrarouge » », CNRS-Montpellier II, 2004
12. J.P. Rocholle. « Propriétés des matériaux semi-conducteurs à puits quantiques et applications dans le domaine de traitement de signal. »,1988



13. M Kostrzewa. « Vers le développement de nouveaux substrats compliants et paramorphiques pour l'hétéro épitaxie de matériaux désaccordés en maille » (thèse – Lyon 2003).
14. -Henry Mathieu. « Physiques des Semi-conducteurs et des composants électroniques », (5<sup>-ème</sup> édition. 2004)
15. Emmanuel Rosenchère-Borge Vinter « Optoélectronique (-2<sup>-ème</sup> édition) », 2002
16. Vurgaftman and J.R.Meyer, L.R.Ram-Mohan. « Band Parameters for III-V compound semiconductors and their alloys», (fev 2001).
17. Régis André., « Effets piézoélectriques dans les puits quantiques CdTe/CdMnTe et CdTe/CdZnTe » (Thèse de doctorat de l'université Joseph-Grenoble (16 déc. 1996).
18. J.J.Colemain. Strained layer InGaAs «quantum well-well heterostructure lasers», Vol 6.n° 6.2000
19. T.Y Wang and G.B.StringfT.Y. Wang and G.B., « Strain effects on GaInAs/InP single Quantum Well grown by organ metallic vapour phase épitaxy with  $0 \leq x \leq 1$ ».1989.
20. Sandra Selmic Design and characterization of 1.3  $\mu\text{m}$  AlGaInAs /InP-Multiple Quantum Well Lasers .IEEE-vol 7 n°2 2001.
21. M.Linnik and A.Christou. , «Calculations of optical properties for quaternary III-V in the transparent region and above (0.2-4.0 e.V) ».Nov.2002
22. David Jui .Yang, « N type Modulation InGaAlAs/InP Strain balanced Multiple Quantum Well for photonics circuits», These de PhD-juillet 2008-Taiwan
23. Yen- Kuang Kuo, Sheng-Horn Yen, Ming-Wei Yao, Mei-Ling Liou, «AlGaInAs, proprieties InGaNAs and InGaAsP material systems for 1.3  $\mu\text{m}$ , Semiconductors lasers» ,ScienceDirect 2007-Taiwan
24. « Comparison of 1.300 nm quantum well lasers using different materiaux systems-optical and quantum Electronics», 34; 1191-1200, G.Lin and C.P.Lee
25. Yen-Kuang Kuo Sheng-Horn Yen, Ming-Wei Yao , Mei-Ling Chen Liou., ., «Numerical study on gain and optical properties gain and optical

Properties of AlGaInAs, InGaNAs and material systems for 1.3  $\mu\text{m}$  semiconductor lasers», 2003

Shang Wei\_ Hsieh., «systems »1, Nov.2001

26. David Massoubre Thèse de doctorat, « Composant passif absorbants saturables sur InP pour la régénération tout optique à très hauts débits». 2003

27. Raja sundaram. «Dependence of laser performance on number of quantum well in InAlGaAs semiconductor lasers», Master of science-fev 2006 university of Cincinnati.

28. Giles Martel, «cours de physique du solide des composants électronique à base de Semi-conducteurs»,1989

29. Aneeshkumar Balakrishnan Nair, «Independent control of valence- and conduction-band state in composite quantum», Eindhoven: Technische University Eindhoven, Nov-2004).

30. Sebastian Lourduos.2B 1700, «Advanced semiconductor Material-lecture7, Modification of band structure» (Jan 2007)

31. Mathis Vanwollegem, « An integrated InP based optical Waveguide Isolator using ferromagnetic CoFe Contacts», these PHD,feb 2005

32. J.P. Rocholle, «Propriétés des matériaux semi-conducteurs à puits quantiques et applications dans le domaine de traitement de signal »,1988

34. Rajeev.J.Ram., «Semiconductor optoelectronics» ,lecture 32-optimizing quantum well .2001.

35. M Mokhtari, Matlab, « 5.2 & 5.3 et Simulink 2 & 3», 2000

36. Jean-Pierre Lapresse, Ellipses« Introduction à Matlab», 2005

37. Springer Fredrik Gustafson and Niclas Bergman) «Matlab for Engineers Explained», printing-2004.

38. Rafic Younes Chercheur à la faculté de génie ,Université Libanaise. «Initiation au Matlab», 1-09-2005

39. Lagarias JC, J.A-Reeds, M.H.Wright and P.E.Wright, «Convergence properties of the Nelder Simplex Method»
40. Sigmond Kermit, «Matlab aide mémoire» ,2000
41. B.Sapoval et C. Hermann, «Puits Quantiques et Super Réseaux» (2005-2006)
42. (Joachim Piprek, Senior Member, IEEE, J.Kenton White, Member, IEEE and Anthony J.Spring « Thorpe»,9 September 2002)
43. NicolasTrenado. « Modélisation et simulation des composés électroniques », Thèse pour obtenir le grade de docteur,18-11-2002
- 44 Louis Néel et Equipe « Nano physique et semi-conducteurs » (septembre 2004)
45. Roland Fortunier, « Propriétés physiques, mécaniques et électronique des matériaux solides », Version 3 du 30Novembre 2005)
46. « Ethique et technologie » (Avis adopté à la 25<sup>e</sup> réunion de la Commission de l'éthique de la science et de la technologie le 14 juin 2006)
47. Marcel Bensoussan, « Les nouvelles technologies photoniques » septembre 2003.
48. Abderahim Chenouf « propriétés optiques des hétéro structures contraints de type II  $Ga_xIn_{1-x}P/InP$  » , (Thèse de Ph.D à l'Université de Montréal (Mars 1997
49. Programmed by Tsou-Min Chou, «Manual written by Photonic Study Group»; Southern Methodist University-fall 2003.
50. Anne Ponchet et André Rocher.Etude, «Etats de contrainte et de déformation dans les puits quantiques  $GaInAs$  (N) émettant dans la gamme 1-1.3  $\mu m$ » 2004
51. Paul Richard-Cédric Siberil. «Exposé laser», P12.Decembre 2005
52. Anne Prost, «Nanosciences et nanotechnologies « possibilités et Incertitudes »édité par l'ambassade de France au royaume uni », mars 2003
53. «Transistors ultra rapide à nanostructures  $InGa/GaSb$ », novembre 2005
- . «Spectroscopie de modulation optique pour la qualification d'hétéro structures  $GaAsSb/InP$  destinées à la réalisation de TBH ultra rapide», Thèse de Doctorat-2005