

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية  
République Algérienne démocratique et populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي  
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

جامعة سعد دحلب البليدة  
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا  
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك  
Département d'Électronique



## Mémoire de Master

Mention Électronique  
Spécialité Télécommunication et réseau

présenté par

ZEGROUR Sami

---

# Modélisation et simulation d'une structure à base de matériaux III-V pour les télécommunications.

---

Proposé par : Professeur AISSAT Abdelkader

Année Universitaire 2016-2017

## Remerciements

---

*Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à mon promoteur Aissat Abdelkader, pour son entière disposition, et ses judicieux conseils, sa patience et surtout pour son esprit paternel.*

*Et un remerciement chaleureux à monsieur BESTAM Rachid et LAIDOUCI A. Moumen pour m'avoir aidé dans mon travail.*

*Mes remerciements s'adressent également à tous les membres du jury pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de juger mon travail.*

*Mes remerciements vont aussi à tous ceux et celles qui ont participé de près ou de loin à l'élaboration de la présente thèse.*

*Enfin, je tiens à remercier tous mes amis et collègues pour leur soutien moral tout au long de cette préparation.*

## Dédicaces

---

*Je dédie ce modeste travail à :*

*Mes très chers parents qui n'ont pas cessé de croire en moi et m'encourager et me soutenir dans les moments difficiles et qui ont prié Dieu pour moi, et qui ont su m'entourer de toute leur affection et amour.*

*Mes frères Hakim et Hani et à toute la famille.*

*A tous mes amis en particulier : Amir l'Mitch, Thiziri, Yanis, Fafa, Islem, Radia, Aissam, Ghanou, Lamine, Abdenour, Lynda , Ahlam ,Idris , Madani ,Houcine ,Djalal...*

---

## ملخص:

هذا العمل يتضمن دراسة هياكل ثلاثية متكونة من انصاف النواقل المنتمية الى العمودين الثالث والخامس من جدول العناصر الكيميائية ذات بئر كمومي متقلص  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  و  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ . لقد قمنا بدراسة عملية ادخال الانديوم في الثلاثي النصف ناقل. لقد تبين لنا ان إضافية تركيز صغير من الانديوم يؤدي الى انفجار شريط التكافؤ مما يؤدي الي تقلص في الشريط الممنوع، مما يسمح بالحصول على طول الموجة  $1.55\mu\text{m}$  المستعملة في الالياف البصرية. درسنا كذلك مدى تأثير التقلص على بنية شريط الطاقة وقمنا بحساب طول الموجة بدلالة عرض البئر وتركيز الانديوم باتخاذ بعين الاعتبار التقلص. قمنا أيضا بحساب الريح البصري بدلالة طول الموجة وتغير عرض البئر، ضح الحوامل وتركيز الانديوم. لقد تمكنا من الحصول على الموجة  $1.55\mu\text{m}$  المستعملة في مجال الاتصالات السلكية واللاسلكية بفضل البنية  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ .

**كلمات المفاتيح:** ليزر، بئر كمومي، انصاف النواقل، الكشف، الالكترونيك الضوئية،

---

Résumé : Ce travail porte sur la modélisation et la simulation de deux structures ternaires à base de semi-conducteurs III-V à puits quantique contraint,  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  et  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  pour des applications en télécommunications. Nous avons étudié d'abord l'effet de l'incorporation d'une faible concentration d'indium sur les différents paramètres de ces alliages ternaires. En effet, l'incorporation de l'indium provoque un éclatement de la bande de valence en deux sous bandes, sous l'effet de cet éclatement, il y a réduction de la bande interdite, ce qui est très intéressant pour l'obtention de la longueur d'onde  $1.55\mu\text{m}$  (fenêtre pour fibre optique). Nous avons également étudié l'effet de la contrainte sur la structure de bande. On a calculé la longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits pour les deux structures en prenant en considération l'influence de la contrainte et la concentration  $x$  (Indium). Par la suite nous avons calculé le gain optique en fonction de la longueur d'onde en variant la largeur du puits, la densité d'injection des porteurs et la concentration de l'indium. Et à la fin on a atteint la longueur d'onde souhaitée pour les télécommunications  $1.55\mu\text{m}$  pour la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ .

Mots clés : Semi-conducteurs, Puits quantiques, Laser, Détection, Optoélectronique.

---

Abstract : This work consists of modeling of two ternary structures based on semiconductors III-V with strained quantum well  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  and  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  for telecommunications, we have studied firstly the effect of incorporating with weak concentrations of indium in different parameters for ternary alloys

incorporating composition of In leads to a splitting of the valence band into two sub-bands. This separation leads to a reduction of the fundamental band gap, which is interesting for getting a 1.55 $\mu\text{m}$  wavelength (optical fiber window). We have calculated the emission wavelengths a function of the width of the well and the concentration  $x$  (Indium) for the both structures, taking into account the effect of the strain, injection of the carriers, well width. Then we Calculated and studied the optical gain as a function of the wavelength , varying the width of the well, the injection density of the carriers and the concentration of the indium. Finaly we can say that we have reached the desired wavelength for telecommunications 1.55 $\mu\text{m}$  with the structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ .

Keywords: Semiconductors, Quantum well, Laser, Detection, Optoelectronic.

## Listes des acronymes et abréviations

*In* : Indium.

*Ga* : Gallium.

*As* : Arsenic.

*P* : Phosphore.

*N* : L'azote.

*x* : Concentration d'indium.

*Y* : Concentration de phosphore.

$L_w$  : Largeur du puits quantique.

*N* : Densité d'injection des porteurs ( $\text{cm}^{-3}$ ).

$\Delta_a$  : Désaccord paramétrique.

$\lambda$  : Longueur d'onde.

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  : Les paramètres de Luttinger.

$a_e$  : parametre de maille de la couche epitaxiée.

$a_s$  : parametre de maille du substrat.

*H* : Constante de planck.

$B_C$  : Bande de conduction.

$B_V$  : Bande de valence.

$E_g$  : Energie de la bande interdite.

$\varepsilon$  : Déformation hydrostatique.

SCH : Confinement a saut d'indice.

GRINSCH : Confinement a indice graduel.

$\gamma$  : Coefficient de poisson.

$C_{ij}$  : Les coefficients élasticités ( $\text{cm}^{-2}$ ).

$E_{hh}$  : Énergie de la bande de trous lourds.

$E_{lh}$  : Énergie de la bande de trous légers.

$\Delta_0$  : Énergie de décalage des bandes des trous spin-splittée.

$a_c$  : Le potentiel hydrostatique de déformation pour la bande de conduction.

$a_v$  : Le potentiel hydrostatique de déformation pour la bande de valence.

*b* : Potentiel de déformation tétragonale.

$\Delta E_{sh}$  : Décalage énergétique induit par la contrainte de cisaillement.

$C_{AC-BC}$  : Terme de Boeing.

$\Delta E_{hh}$  : Décalage d'énergie de la bande de trous lourds.

$\Delta E_{lh}$  : Décalage d'énergie de la bande de trous légers.

$m_e^*$  : La masse effective de l'électron.

$m_{i,z}^*$  : La masse effective du porteur (trou ou électron).

$\gamma_{NP}^{(i)}$  : Paramètre traduisant la non parabolicité de la bande (i) .

$m_{e,nc}^*$  : C'est la masse effective d'électron non contraint.

$N_p$  : nombre de photons par unité de volume.

$dN_p$  : densité des photons.

$dz$  : direction dans le cristal.

$v_g$  : la vitesse de propagation .

$c$  : vitesse de la lumière dans le vide.

$\epsilon_0$  : la permittivité du vide.

$m_0$  : la masse effective de l'électron dans le vide.

$n$  : indice de refraction.

$\lambda$  : longueur d'onde.

$\rho_j^{pq}(h\nu)$  : densités d'états finale.

$E_g^{cont}$  : Energie de la bande interdite contrainte.

$E_g^{ncont}$  : Energie de la bande interdite non-contrainte.

$\epsilon_{\parallel}(\epsilon_{yy} \text{ et } \epsilon_{zz})$  : Déformation bi axiale.

$\epsilon_{\perp}(\epsilon_{xx})$  : Déformation uni axiale.

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

$m$  : La masse de la particule.

$\Phi$  : La fonction d'onde.

$E_n$  : Niveaux d'énergie dans la bande de conduction.

$E_m$  : Niveaux d'énergie dans la bande de valence.

**LASER** : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement.

$\Delta\nu$  : Largeur spectrale.

$\hbar\nu$  : Énergie du photon.

$K$  : Constant de Boltzmann.

$n_1$  : La population de l'état 1.

$n_2$  : La population de l'état excité.

*VECSEL* : Vertical External Cavity Surface Emitting Laser pour laser à émission par la surface à cavité verticale externe.

$E_F$  : Niveau de Fermi.

$\Delta$  : le Laplacien

$m_e$  : la masse de l'électron

$v$  : l'énergie potentiel

$E^i$  : l'énergie totale de l'électron

$\Psi^i$  : la fonction d'onde

$h$  : constante de Plank.

$H^i$  : l'opérateur Hamiltonien.

# Table des matières

Introduction générale.....	1
Chapitre 1 Etude des semi-conducteurs III-V.....	3
1.1. Introduction.....	3
1.2. Définition des semi-conducteurs III-V.....	3
1.3. Structure cristalline.....	4
1.3.1. La structure Zinc-blende.....	4
1.3.2. La structure wurtzite.....	5
1.4. L'énergie de de la bande interdite.....	5
1.4.1. Semi-conducteur à Gap direct.....	5
1.4.2. Semi-conducteur à Gap indirect.....	6
1.5. Masses effectives des électrons et des trous.....	6
1.6. Les alliages.....	7
1.6.1. Classification des alliages semi-conducteurs.....	8
1.7. Le laser.....	9
1.7.1 Principe de fonctionnement.....	9
<i>Milieux amplificateur.....</i>	10
<i>Absorption.....</i>	11
<i>Emission spontanée.....</i>	11
<i>Emission stimulée.....</i>	12
<i>L'inversion de population.....</i>	12
<i>Réalisation du pompage.....</i>	13
<i>Résonateur optique.....</i>	14
1.8. Les avantage des semi-conducteurs III-V.....	14
1.9. Conclusion.....	15
Chapitre 2 Etude du puits quantique contraint.....	16
2.1. Introduction.....	16
2.2. Puits quantique.....	16
2.3. L'équation de Schrödinger dans un puits quantique.....	18

2.4. Puits quantique de profondeur fini.....	19
2.4.1 Confinement a saut d'indice SCH.....	21
2.4.2 Confinement a indice graduel GRINSCH.....	22
2.4.3 Les multi-puits quantiques.....	22
2.5 Les puits quantiques sous contrainte.....	23
2.5.1 Notion de couche contrainte et épaisseur critique.....	23
2.5.2 Épaisseur critique.....	24
2.6 Effet de la contrainte sur les semi-conducteurs III-V.....	25
2.6.1 Effet de la contrainte sur la bande interdite.....	26
2.6.2 L'effet de la contrainte sur les masses effectives.....	29
2.7 Calcul de la masse effective des électrons et des trous.....	30
2.8 Le gain optique.....	31
2.9 Conclusion.....	33
Chapitre 3 Résultats et discussions.....	34
3.1 Introduction.....	34
3.2 Résultats et discussions des simulations.....	34
3.2.1 Pour la structure $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} / \text{GaN}$ .....	34
3.2.2 Pour la structure $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{InP}$ .....	45
3.3 conclusion.....	55
Conclusion générale.....	56
Annexe.....	58
Bibliographie.....	60

## Liste des figures

<i>Figure 1.1.</i> Représentation d'un cristal de Zinc blende avec le paramètre de maille.....	4
<i>Figure 1.2.</i> Structure de wurtzite avec les paramètres de maille constituée de deux sous réseaux hexagonaux.....	5
<i>Figure 1.3.</i> Transition électronique possible autour d'un gap direct.....	5
<i>Figure 1.4.</i> Transition électronique suivie d'une relaxation par émission de phonon.....	6
<i>Figure 1.5.</i> Schéma d'un system laser.....	9
<i>Figure 1.6.</i> Quantification des niveaux d'énergie.....	10
<i>Figure 1.7.</i> Le phénomène d'absorption.....	11
<i>Figure 1.8.</i> Le phénomène de l'émission spontanée.....	11
<i>Figure 1.9.</i> Le phénomène de l'émission stimulée.....	12
<i>Figure 1.10.</i> Schéma général des processus de pompage, de désexcitation et d'émission laser dans les principaux systèmes atomiques.....	13
<i>Figure 1.11.</i> Résonateur optique.....	14
<i>Figure 2.1.</i> Géométrie de la structure du puits quantique, (b) Diagramme de niveaux d'énergie pour les électrons et les trous dans un puits de quantum.....	17
<i>Figure 2.2.</i> Profil de potentiel dans un puits quantique de type 1 et un puits quantique de type2.....	17
<i>Figure 2.3.</i> Puits quantique conventionnel.....	19
<i>Figure 2.4.</i> Fonction d'onde dans un puits quantique fini.....	21
<i>Figure 2.5.</i> Schématisation d'une structure de type SCH.....	21
<i>Figure 2.6.</i> Schématisation d'une structure de type GRINSCH.....	22
<i>Figure 2.7.</i> Schématisation d'une structure a multi-puits quantiques.....	22
<i>Figure 2.8.</i> Illustration des deux types de déformation.....	23
<i>Figure 2.9.</i> Propagation de dislocation dans la couche épitaxiée épaisse.....	24
<i>Figure 2.10.</i> Structure de bande d'un semi-conducteur à gap direct.....	25

<i>Figure 3.1.</i> Variation du paramètre de maille de la structure $\text{In}_{(x)}\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}/\text{GaN}$ en fonction de la concentration de l'indium ( $x$ ).....	34
<i>Figure 3.2.</i> Variation du désaccord paramétrique $\mathcal{E}$ en fonction de la concentration d'indium....	35
<i>Figure 3.3.</i> Variation de l'épaisseur critique en fonction de la concentration d'indium.....	35
<i>Figure 3.4.</i> Variation de l'énergie de gap non contraint en fonction de la concentration de l'indium.....	36
<i>Figure 3.5.</i> Variation de l'énergie de la bande interdite de la structure contrainte $\text{InGaN}/\text{GaN}$ en fonction de la concentration de l'indium.....	37
<i>Figure 3.6.</i> Variation du décalage d'énergie ( $\Delta E_{V_{hh}}$ , $\Delta E_{V_{lh}}$ , $\Delta E_{C_i}$ ) de la barrière de potentiel dans la bande de conduction et dans la bande de valence en fonction de la concentration de l'indium.....	37
<i>Figure 3.7 (a,b,c).</i> Variation des énergies de quantifications des porteurs dans le puits quantique : (a) $x=0.1$ , (b) $x=0.2$ , (c) $x=0.3$ .....	38
<i>Figure 3.8 (a,b,c).</i> la variation des énergies de quantifications des trous lourds en fonction de la largeur du puits $L_w$ : (a) $x=0.1$ , (b) $x=0.2$ , (c) $x=0.3$ .....	39
<i>Figure 3.9 (a,b,c).</i> Variation des énergies de transition entre la bande de conduction et la bande des trous lourds en fonction de la largeur de puits $L_w$ : (a) $x=0.1$ , (b) $x=0.2$ , (c) $x=0.3$ .....	40
<i>Figure 3.10 (a,b,c).</i> Variation des longueurs d'ondes d'émissions en fonction de la largeur du puits quantique $L_w$ : (a) $x=0.1$ , (b) $x=0.2$ , (c) $x=0.3$ .....	41
<i>Figure 3.11.</i> Variation du gain optique pour différentes densités de porteurs injectés.....	42
<i>Figure 3.12.</i> Variation de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ en fonction de l'injection des porteurs $N$ .....	42
<i>Figure 3.13.</i> Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes largeurs du puits quantique $\text{InGaN}/\text{GaN}$ .....	43
<i>Figure 3.14.</i> Variation de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ en fonction de la largeur du puits quantique...	43
<i>Figure 3.15.</i> Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes concentrations de l'indium.....	44

<i>Figure 3.16.</i> Variation du paramètre de maille de la structure $\text{In}_{(x)}\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}/\text{InP}$ en fonction de la concentration de l'indium ( $x$ ).....	45
<i>Figure 3.17.</i> Variation du désaccord paramétrique $\mathcal{E}$ en fonction de la concentration d'indium..	45
<i>Figure 3.18.</i> Variation de l'épaisseur critique en fonction de la concentration d'indium.....	46
<i>Figure 3.19.</i> Variation de l'énergie de la bande interdite de la structure contrainte $\text{InGaAs}/\text{InP}$ en fonction de la concentration de l'indium.....	47
<i>Figure 3.20.</i> Variation du décalage d'énergie ( $\Delta E_{V_{hh}}, \Delta E_{V_{lh}}, \Delta E_{C,l}$ ) de la barrière de potentiel dans la bande de conduction et dans la bande de valence en fonction de la concentration de l'indium.....	47
<i>Figure 3.21 (a,b,c).</i> Variation des énergies de quantifications des porteurs dans le puits quantique : (a) $x=0.3$ , (b) $x=0.53$ (c) $x=0.7$ .....	49
<i>Figure 3.22 (a,b,c).</i> Variation des énergies de quantifications des trous lourds en fonction de la largeur du puits $L_w$ : (a) $x=0.3$ , (b) $x=0.53$ , (c) $x=0.7$ .....	50
<i>Figure 3.23 (a,b,c).</i> Variation des énergies de transition entre la bande de conduction et la bande des trous lourds en fonction de la largeur de puits $L_w$ : (a) $x=0.3$ , (b) $x=0.53$ , (c) $x=0.7$ .....	51
<i>Figure 3.24 (a,b,c).</i> Variation des longueurs d'ondes d'émissions en fonction de la largeur du puits quantique $L_w$ : (a) $x=0.3$ , (b) $x=0.53$ , (c) $x=0.7$ .....	52
<i>Figure 3.25.</i> Variation du gain optique pour différentes densités de porteurs injectés.....	52
<i>Figure 3.26.</i> Variation de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ en fonction de l'injection des porteurs $N$ .....	53
<i>Figure 3.27.</i> Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes largeurs du puits quantique $\text{InGaAs}/\text{InP}$ .....	53
<i>Figure 3.28.</i> Variation de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ en fonction de la largeur du puits quantique....	54
<i>Figure 3.29.</i> Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes concentrations de l'indium.....	54

## Liste des tableaux

<i>Tableau 1.1.</i> Classification des éléments III-V.....	4
<i>Tableau A.1.</i> Tableau périodique de Mendeleïev des éléments.....	58
<i>Tableau A.2.</i> Paramètres physiques fondamentaux des principaux binaires III-V.....	59

# Introduction générale

---

A l'heure actuelle, les semi-conducteurs III-V fournissent la base de matériaux pour un certain nombre de produits commerciaux et technologiques, ainsi que de nouvelles classes d'appareils électroniques et optoélectroniques de pointe. Les caractéristiques opérationnelles de ces dispositifs dépendent de manière critique des propriétés physiques des matériaux constitutifs, qui sont souvent combinés dans des hétérostructures quantiques contenant des porteurs confinés à des dimensions de l'ordre d'un nanomètre. Ce développement permet la maîtrise des matériaux utilisés dans la conception des composants optoélectroniques. La plupart de ces matériaux sont obtenus par alliage sur des substrats standards. Ils pourraient par conséquent couvrir un vaste domaine d'applications.

Il y a un demi-siècle, les lasers entraient dans la vie scientifique, et très vite cette lumière magique a trouvé de multiples applications dans les domaines les plus divers, surtout les lasers à base de semi-conducteur III-V qui ont été exploités pour la fabrication d'émetteurs et détecteurs [1]. Ces derniers sont utilisés dans des fibres optiques à très faible absorption qui furent à l'origine d'un développement important des études sur les composés ternaires puis quaternaires de la famille III-V, dans le but d'obtenir des dispositifs optoélectroniques adaptés aux propriétés de ces fibres optiques comme la majorité des lasers semi-conducteurs qui sont basés sur les éléments III-V [2]. Ces éléments sont connus pour leurs transitions optiques très importantes et les procédures de fabrication et de croissance sont maintenant assez bien standardisées.

La fibre optique qui est devenue le moyen de transfert de données le plus important et bon marché (matériau en silice car le silice est un matériau transparent dans tout le domaine visible ce qui permet des applications intéressantes en optique).

L'accroissement rapide des besoins en débit de transmission a conduit à introduire le multiplexage en longueur d'onde en supplément du multiplexage temporel offrant ainsi des capacités de transmission supérieures à 100 gigabits par seconde sur une seule fibre optique et qui présente une bande passante théorique de l'ordre du Téra-Hertz autour de la longueur d'onde  $1.55\mu\text{m}$  [3].

L'objectif principal de ce travail est la simulation des caractéristiques électriques et optiques d'un dispositif Laser à hétérostructure de la famille III-V des semi-conducteurs, à travers le logiciel MATLAB.

-Dans le premier chapitre nous allons aborder des généralités sur les matériaux semi-conducteurs III-V et présenter des généralités sur les lasers (principe de fonctionnement,...).

-Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter les équations de base des semi-conducteurs et les modèles mathématiques utilisés dans la simulation faite sur le logiciel MATLAB qui permettront la détermination de l'effet de la concentration d'indium sur les paramètres physique et électrique de l'alliage  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  et  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  comme le paramètre de maille, l'épaisseur critique, ainsi que le gain optique.

-Enfin nous présenterons dans le troisième chapitre les résultats de la simulation obtenus avec discussions.

# Chapitre 1 Etude des semi-conducteurs III-V

---

## 1.1 Introduction

Les semi-conducteurs sont des corps solides dont la conductivité électrique se situe entre celle des métaux et celle des isolants. Ils sont isolants s'ils sont purs et au zéro absolu, et leur conductivité électrique augmente avec la température, et elle est sensible aux impuretés ou aux différents types de défauts [4]. Après les spectaculaires résultats enregistrés dans la technologie Silicium dans le domaine de la microélectronique, la recherche de composants électroniques présentant des propriétés de transport supérieures à celles du Silicium, conduit la plupart des grands laboratoires de recherches à s'intéresser à des nouveaux matériaux et en particulier les composés semi-conducteurs III-V. C'est alors qu'une nouvelle classe de matériaux fait son apparition, basés sur la création d'un potentiel dans un cristal [5].

## 1.2 Définition des semi-conducteurs III-V

On appelle un corps composé formé à partir d'un élément de la III<sup>ème</sup> colonne et d'un élément de la V<sup>ème</sup> colonne de la classification périodique de Mandeliev ; des matériaux (alliages) semi-conducteurs III-V. Les premiers travaux sur ces alliages ont vu le jour il y a plus de quarante ans [6-9] avec L. Esaki et R. Tsu sur les couches minces semi-conductrices (GaAs, AlAs), et l'évolution de la nanotechnologie a permis un avancement exponentielle de la recherche fondamentale sur les propriétés de ces semi-conducteurs et leurs applications pour les hétéro structures semi-conductrices III-V [10].

Le tableau regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique).

<i>IIIb</i>		<i>IVb</i>		<i>Vb</i>	
13	Al	14	Si	15	P
26.98		28.09		30.97	
31	Ga	32	Ge	33	As
69.74		72.59		74.92	
49	In	50	Sn	51	Sb
114.82		118.82		121.75	

Tableau 1.1. Classification des éléments III-V [5].

### 1.3 Structure cristalline

#### 1.3.1 La structure Zinc-blende

La structure cristalline Zinc-blende est une structure qui s'apparente à celle du diamant et elle est constituée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées, l'un étant constitué des atomes de l'élément III, l'autre des atomes de l'élément V [11-13]. Ces deux sous-réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre le long de la diagonale du cube, d'une quantité  $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$ , étant le paramètre cristallin, c'est-à-dire la longueur de l'arête du cube élémentaire

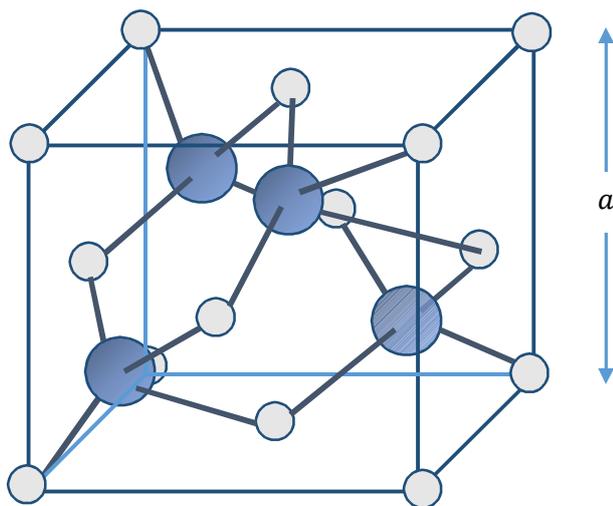


Figure 1.1. Représentation d'un cristal de Zinc blende avec le paramètre de maille [5].

### 1.3.2 La structure wurtzite

Les semi-conducteurs existent sous forme de structure zinc blende, mais croissent généralement sous la forme d'une autre structure appelée structure wurtzite formé par deux réseaux de Bravais hexagonaux.

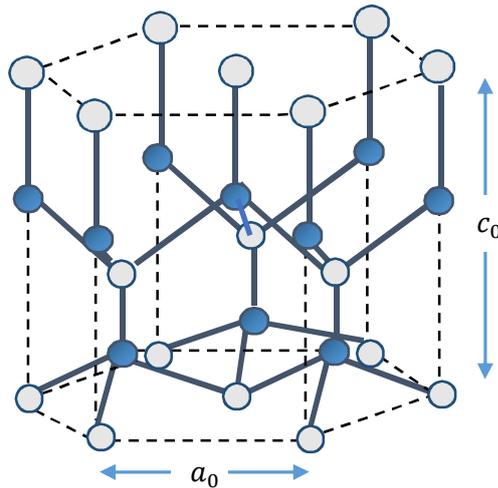


Figure 1.2. Structure de wurtzite avec les paramètres de maille constituée de deux sous-réseaux hexagonaux [14].

## 1.4 L'énergie de de la bande interdite

Les semi-conducteurs sont caractérisées par une bande d'énergie séparant la bande de valence de la bande de conduction, appelé bande interdite. On peut distinguer deux types de semi-conducteur :

### 1.4.1 Semi-conducteur à Gap direct

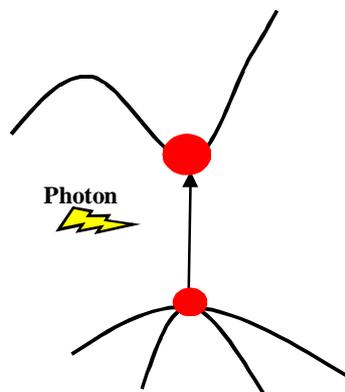


Figure 1.3. Transition électronique possible autour d'une bande interdite directe.

Dans un semi-conducteur à bande interdite direct, le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont obtenus pour la même valeur du vecteur d'onde  $k$ . les transitions dans ce type de semi-conducteur sont donc radiatives.

#### 1.4.2 Semi-conducteur à Gap indirect

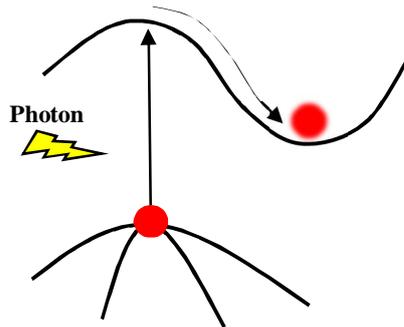


Figure 1.4. Transition électronique suivie d'une relaxation par émission de photon.

Dans un semi-conducteur à bande interdite indirecte, les maxima des bandes de valence et les minima de la bande de conduction sont décalées l'une par rapport à l'autre dans l'espace  $k$ , les transitions donc sont obliques et nécessitent au préalable une émission ou une absorption d'un photon. Avec un photon de plus grande énergie, un électron de la bande de valence après avoir excité dans le minimum relatif de la bande de conduction se thermalise dans le minimum absolu de la bande de conduction.

### 1.5 Masses effectives des électrons et des trous

La masse effective  $m_0^*$  remplace la masse de l'électron  $m_0$  qui est considéré comme une particule libre à cause de son comportement au voisinage de la bande de valence, où l'énergie de dispersion  $\vec{E}_n(k)$  est quasi-parabolique, car en optoélectronique, les transitions qui nous intéressent sont celles qui se font au voisinage de la zone de la bande interdite minimale. Pour la majorité des semi-conducteurs utilisés, comme le GaAs, InP ou le GaN cette zone est située au point  $\Gamma$  ; C'est-à-dire en ( $\vec{k} = 0$ ), donc  $u_n(\vec{k}, \vec{r})$  devient  $u_n(\vec{0}, \vec{r})$  et la masse effective d'électron est notée  $m_c^\Gamma$ .

La zone de bande interdite minimale (bande de valence) se compose de deux bandes de courbures différentes d'où deux masses effectives  $m_0^*$  :

- Une lourde.
- Une légère.

Pour représenter l'influence du réseau cristallin, la masse effective de l'électron est inversement proportionnelle à la courbure  $\left(\frac{d^2 E_n}{dk^2}\right)$  de la dispersion d'énergie.

$$m_n^* = \hbar^2 \left( \frac{d^2 E_n}{dk^2} \right) \quad (1.1)$$

Où  $n$  : niveau électronique.

Dans le cas où  $\vec{E}_n(K)$  est anisotropique, les masses effectives prennent des valeurs différentes pour chaque direction dans le cristal. Le calcul des masses effectives est basé sur le calcul des solutions de l'équation de Schrödinger, qui ne peut être résolue que par des méthodes approximatives, comme la méthode des ondes planes, de pseudo-potentiel, par la fonction de Green. Et dans le cas des bandes anisotropiques les masses effectives des trous lourds et des trous légers dans la direction (100) sont données par :

$$\text{Pour les trous lourds : } m_{hh}^{100} = \frac{m_0}{\gamma_1 - 2\gamma_2} \quad (1.2)$$

$$\text{Pour les trous légers : } m_{lh}^{100} = \frac{m_0}{\gamma_1 + 2\gamma_2} \quad (1.3)$$

où  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  sont les paramètres de Luttinger [3].

## 1.6 Les alliages

Un alliage c'est le résultat d'un mélange homogène de deux ou plusieurs matériaux. Plusieurs alliages ont été réalisés grâce au développement des techniques modernes de la croissance cristalline et la purification des semi-conducteurs. Les chercheurs ont été encouragés à développer le cote théorique ainsi que l'expérimental de ces alliages sous leurs trois formes que ça soit binaires, ternaires, quaternaires à cause de l'impact qu'aurait ces alliages sur le domaine de la microélectronique et l'optoélectronique. Et n'oublions pas tout le progrès fait par les chimistes, les physiciens des matériaux et les technologistes qui ont contribué d'une manière efficace à l'étude et à la fabrication de nouveaux matériaux parmi eux les alliages semi-conducteurs III-V et II-VI [15].

### 1.6.1 Classification des alliages semi-conducteurs

On distingue des alliages binaire de la forme  $A^N B^{8-N}$ ,  $A^N B^{10-N}$  et  $A^N B^{7-N}$ , et lorsque les éléments binaires  $A^N B^{8-N}$  et  $A^N C^{8-N}$  sont associés, on obtient des alliages qui sont caractérisés par la présence du coefficient stœchiométrique [16].

- Alliage ternaire anionique :  $A^N B_x^{8-N} C_{1-x}^{8-N}$ .
- Alliage ternaire cationique :  $A_x^N B_{1-x}^N C^{8-N}$ .

L'alliage ternaire  $AB_x C_{1-x}$  et compose de molécules AB avec une fraction molaire X et des molécules AC avec une fraction (1-x), la valeur moyenne de sa propriété physique P(x) étant :

$$P(x) = xP_{AC} + (1 - x)P_{BC} \quad (1.4)$$

Certaines propriétés suivant la loi de Végard comme le paramètre du réseau donné

$$\text{par : } a(x) = x a_{AC} + (1 - x)a_{BC} \quad (1.5)$$

Alliage quaternaires C'est un alliage formé à partir de quatre composés binaires et caractérisé par la présence de deux coefficients stœchiométriques x et y. Ces alliages peuvent être divisés en deux classes [17]. Les solutions quadratiques : ces alliages ont la forme  $A_{1-x}^N B_x^N C_y^{8-N} D_{1-y}^{8-N}$ . Les solutions triangulaires dans cette classe, deux cas se présentent, les solutions purement anioniques  $A^N B_x^{8-N} C_y^{8-N} D_{1-x-y}^{8-N}$  et les solutions purement cationiques  $A_x^N B_y^N C_{1-x-y}^{8-N} D^{8-N}$ .

Sur la base des formules d'interpolation empiriques pour les alliages ternaires, les propriétés des alliages quaternaires  $A_x B_{1-x} C_y D_{1-y}$  sont interprétées par :

$$Q(x, y) = \frac{x(1-x)[yT_{ABC}(x)+(1-y)T_{ABD}(x)]+y(1-y)[xT_{ACD}(y)+(1-x)T_{BCD}(y)]}{x \cdot (1-x)+y \cdot (1-y)} \quad (1.6)$$

Et les quaternaires de la forme  $A B_x C_y D_{1-y}$  sont interprétées par :

$$Q(x, y) = \frac{x \cdot y \cdot T_{ABC}(u)+y \cdot (1-x-y) \cdot T_{ACD}(v)+x \cdot (1-x-y) \cdot T_{BCD}(w)}{x \cdot y+y \cdot (1-x-y)+x \cdot (1-x-y)} \quad (1.7)$$

$$\text{Avec : } u = \frac{1-x-y}{2} \text{ et } v = \frac{2-x+2y}{2} \quad w = \frac{2-2x-y}{2}.$$

## 1.7 Le laser

LASER, acronyme de « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation » (amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement), a vu le jour en 1960 dans un petit laboratoire industriel à Malibu en Californie grâce à Théodore Maiman [18]. Il s'agissait d'un laser à rubis, fonctionnant en impulsions dans le rouge. Theodore Maiman, créait ainsi le premier « maser optique », concrétisant la proposition faite deux ans plus tôt par Arthur Schawlow et Charles Townes de réaliser un oscillateur optique, sur le modèle des masers inventés en 1954 dans le domaine des micro-ondes et quelques mois plus tard le premier laser hélium-néon fut mis au point par Ali Javan aux Bell Labs [19]. Dans les années suivantes, une grande variété de lasers vit le jour, fonctionnant avec des milieux et des longueurs d'onde de plus en plus diversifiés.

### 1.7.1 Principe de fonctionnement

Un laser est une source de rayonnement dans laquelle un photon émis par un atome excité est contraint d'extraire de l'énergie des autres atomes excités, créant par la même d'autres photons et augmentent ainsi l'amplitude du champ électromagnétique original. Il faut donc disposer d'un grand nombre d'atomes excités qui soient susceptible d'être stimulés.

Les trois principales composantes d'un laser sont les suivant : un milieu actif et un mécanisme de pompage et un résonateur optique [20]. Un système laser peut être schématisé de la façon suivante :

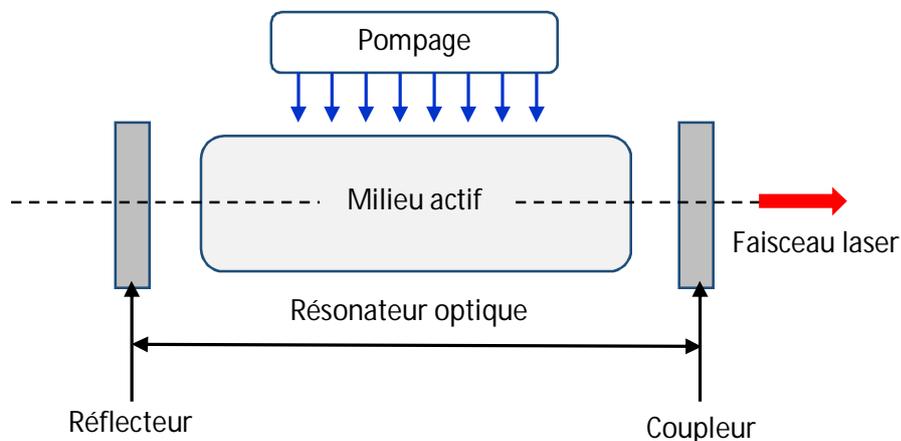


Figure 1.5. Schéma d'un système laser.

a Milieux amplificateur

D'après le modèle de l'atome de Bohr, un atome est constitué d'un noyau positif formé par les protons et les neutrons, et d'un nuage d'électrons de charge négative sur des orbites spécifiques autour du noyau. C'est un milieu qui possède une structure appropriée des niveaux d'énergie (Figure 1.6) discrets s'excitant facilement et possédant la capacité de stocker l'énergie reçue de l'extérieur. Ces termes d'énergie dépendent essentiellement de l'atome en question. Le passage d'électrons d'un niveau à un autre donne lieu aux lignes spectrales de lumière émise ou absorbée. Lors du passage d'un électron d'un niveau  $E_n$  supérieur à un niveau  $E_m$  inférieur, un photon d'énergie  $h\nu = E_n - E_m$  est émis. La largeur naturelle de ces lignes spectrales est déterminée par la relation d'incertitude de Heisenberg, sur une transition où le système présente une émission spontanée correspondant à une durée de vie relativement longue du niveau supérieur (état métastable) qui relie la durée de vie d'un état à l'incertitude d'énergie  $\Delta E$  de cet état. Dans les spectres discrets d'absorption ou d'émission, les raies ne sont jamais strictement monochromatiques et possèdent une certaine largeur spectrale  $\Delta\nu$ . Il se rajoute généralement à cette largeur naturelle un élargissement dû à d'autres effets tels que l'interaction avec le réseau cristallin dans un solide, la pression dans un gaz ou le déplacement de fréquence Doppler dû à l'agitation thermique des atomes d'un gaz.

Entre deux niveaux  $E_n$  et  $E_m$  trois types d'interactions différentes peuvent se produire :

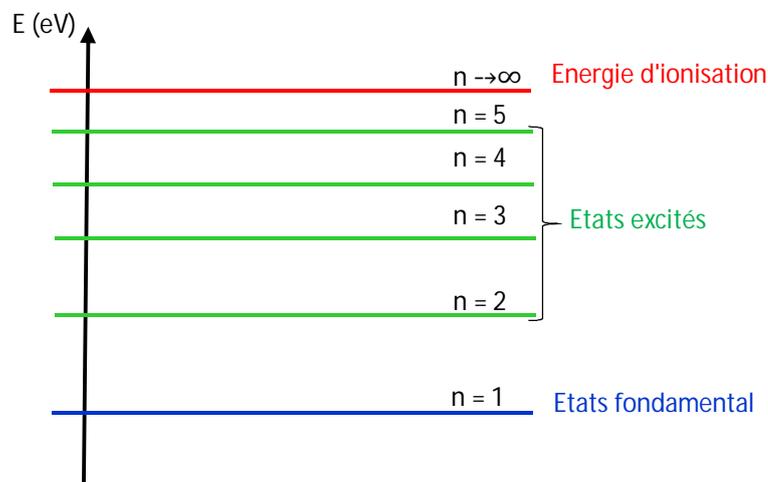


Figure 1.6. Quantification des niveaux d'énergies.

*b Absorption*

En présence de photons  $h\nu = E_n - E_m$  de fréquence  $\nu$ , l'atome peut en absorber un et se trouver ainsi porté de l'état d'énergie  $E_1$  à l'état d'énergie supérieure  $E_2$ . L'énergie du photon doit être comprise dans l'intervalle d'énergie donné par la largeur de la ligne d'absorption considérée [20].

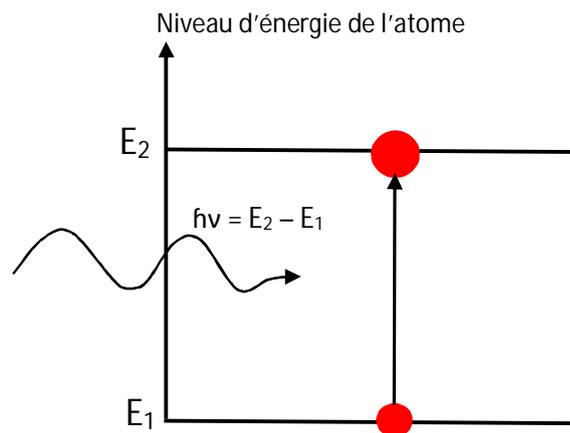


Figure 1.7. Le phénomène d'absorption.

*c Emission spontanée*

Un électron du niveau supérieur  $E_n$  passe spontanément au niveau inférieur  $E_m$  en émettant un photon d'énergie  $h\nu = E_n - E_m$ .

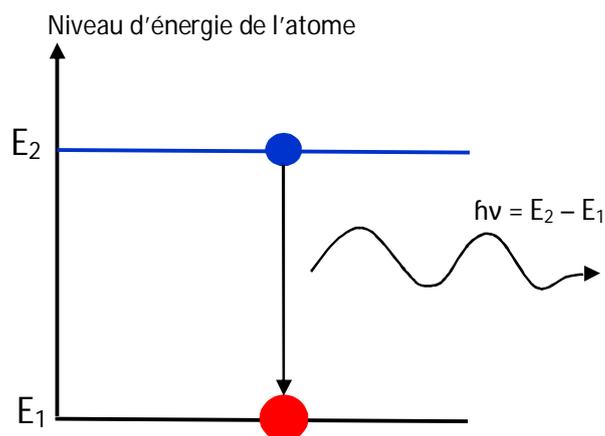


Figure 1.8. Le phénomène de l'émission spontanée.

## d Emission stimulée

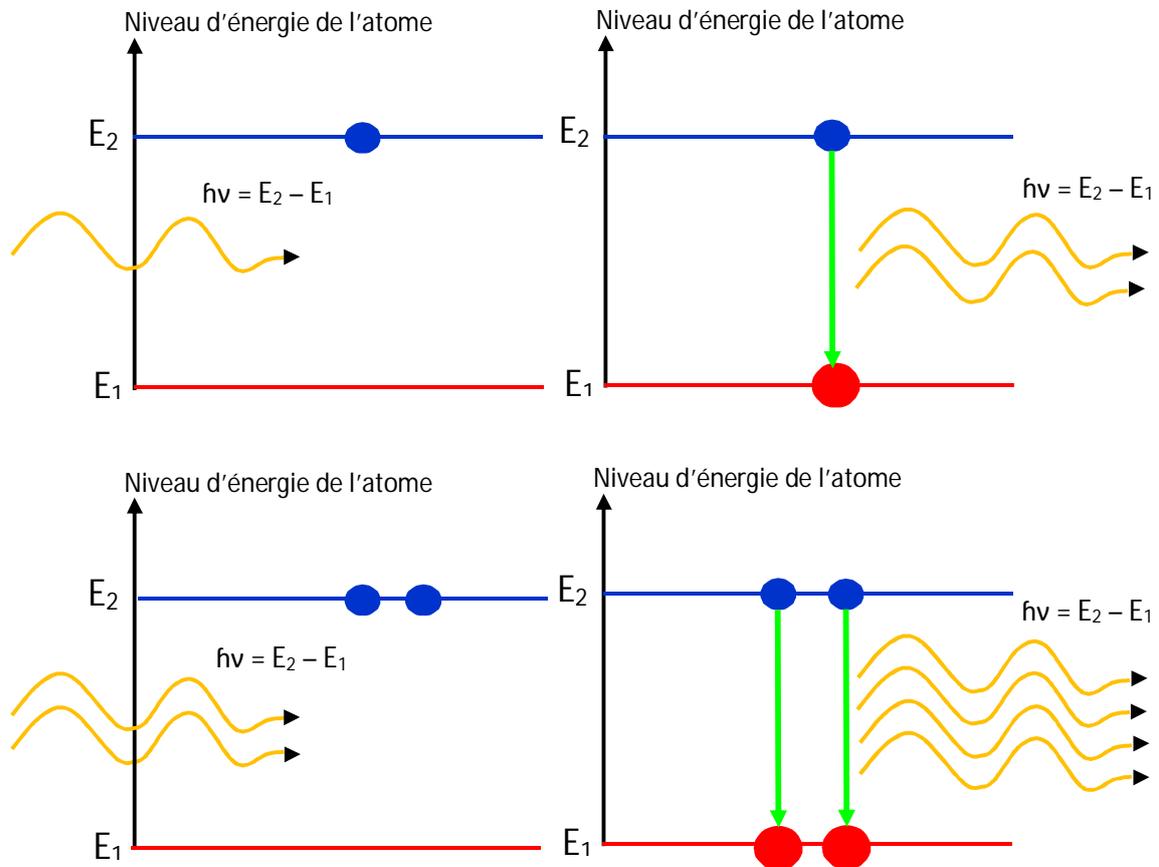


Figure 1.9. Le phénomène de l'émission stimulée.

C'est le processus réciproque de l'absorption en présence d'un champ, un photon d'énergie précisément égale à  $h\nu$  induit un atome à effectuer une transition du niveau supérieur  $E_2$  vers le niveau inférieur  $E_1$  : l'atome émet un second photon dont, non seulement la fréquence  $\nu$ , mais toutes les autres caractéristiques (direction, phase, polarisation, ...) sont identiques à celle du photon inducteur. Le système atomique recevant un photon en fournit un second : il agit donc en amplificateur de rayonnement. C'est ce processus de l'émission stimulée qui est à l'origine du fonctionnement du laser.

## e L'inversion de population

L'émission stimulée agit donc comme une duplication de la lumière et n'a cependant pas été suffisante pour créer des lasers, car l'émission stimulée a pour effet d'amplifier la lumière, dans le même temps, l'absorption a pour effet de l'atténuer, car dans la matière, les atomes, les ions ou les molécules sont beaucoup plus

nombreux dans un état non excité que dans un état excité implique que la lumière laser ne peut pas être produite car il n'est pas possible de provoquer assez d'émission stimulée. Pour que l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption, il faut donc que l'on ait  $n_2 > n_1$  ; c'est ce qu'on appelle réaliser une inversion de population.

- $n_1$  : population de l'état 1.
- $n_2$  : la population de l'état excité.

Le physicien français Alfred Kastler, en 1949, a apporté une solution à ce problème : le pompage optique, qui permet de transférer de l'énergie lumineuse à des atomes.

### f Réalisation du pompage

Le pompage, c'est fournir de l'énergie au milieu matériel afin que ses atomes ou molécules soient pour la plupart dans un niveau d'énergie excité  $E_2$  et non dans leur niveau fondamental  $E_1$ . Le rapport des populations des niveaux  $E_2$  et  $E_1$  vaut, à l'équilibre thermodynamique à la température absolue T :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right] \quad (1.8)$$

Où  $k$  est la constante de Boltzmann [20].

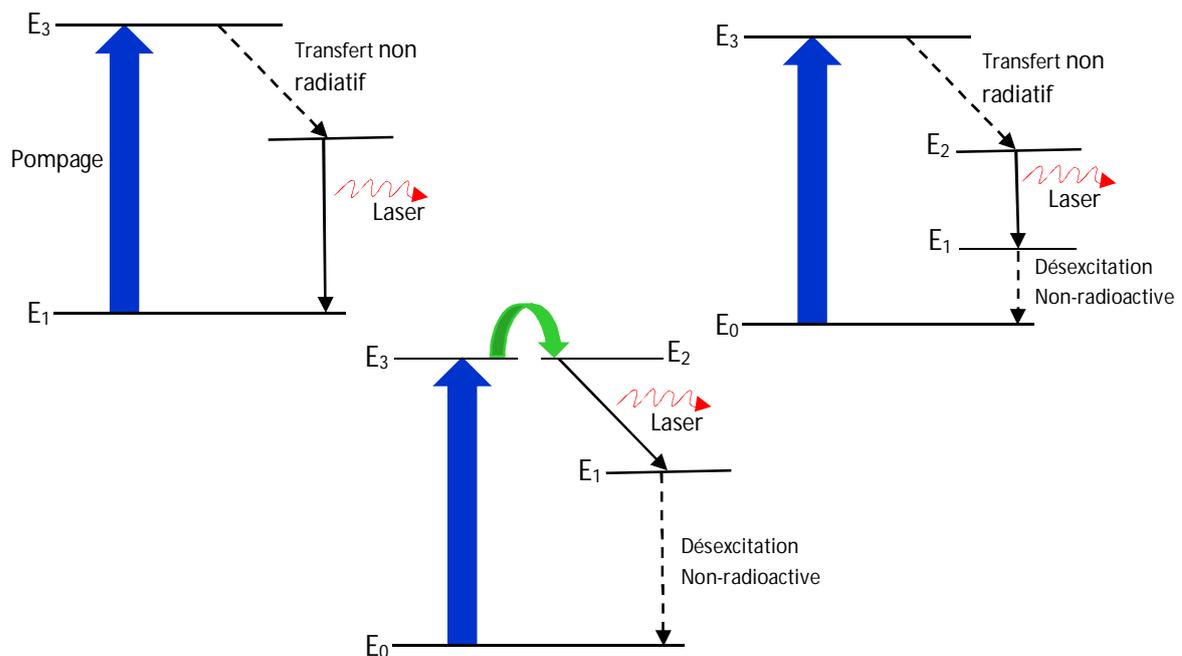


Figure 1.10. Schéma général des processus de pompage, de désexcitation et d'émission laser dans les principaux systèmes atomiques [5].

### *g Résonateur optique*

Le résonateur est constitué de deux miroirs parallèles entre lesquels est placé le milieu actif, c'est-à-dire les atomes qui subissent l'inversion de population et l'émission stimulée, on parle alors de la cavité « Fabry-Perot » bien connue en interférométrie. Le premier miroir réfléchit totalement la lumière à la longueur d'onde considérée, le réflecteur, est totalement réfléchissant alors que le second, le coupleur (le miroir de sortie) , est semi-transparent transmet une petite fraction de la puissance lumineuse présente dans la cavité . Les photons en étant réfléchis par les miroirs, peuvent traverser plusieurs fois le milieu actif ( La lumière fait des aller-retour dans la cavité ) et provoquer l'émission stimulée d'un plus grand nombre de photons ; l'onde transmise constitue le faisceau laser . Jouer sur la longueur de la cavité va nous permettre d'obtenir la longueur d'onde désirée car la longueur d'onde ou la fréquence du faisceau émis dépend des dimensions de la cavité.



Figure 1.11. Résonateur optique.

En Effet, la longueur d'onde des ondes lumineuses allant et venant dans la cavité et donnant lieu à l'effet laser doit être un diviseur entier de la longueur de la cavité. Sans cela, il se produirait des interférences destructives entre les ondes se propageant dans un sens et celles se propageant dans l'autre.

## 1.8 Les avantages des semi-conducteurs III-V

- ✓ La résistance aux radiations.
- ✓ La performance en terme de vitesse de relance.
- ✓ La fabrication des circuits intégrés hyperfréquences grâce à leurs leur propriété semi-isolante.
- ✓ L'utilisation pour des applications militaires à cause de leurs capacités à supporter des températures importantes.

## 1.9 Conclusion

Dans ce chapitre, on s'est intéressé aux matériaux semi-conducteurs III-V on a abordé quelques paramètres qui caractérisent ces matériaux tels que la structure cristalline, l'énergie de la bande interdite, les masses effectives des électrons et des trous et les différents alliages, et aussi quelques notions sur le laser, son mode de fonctionnement et ses composantes. Dans le chapitre qui suit nous allons aborder la notion du puits quantique, son utilité et les différentes contraintes qui influent sur ce puits et comment on a pu exploiter ces contraintes pour réaliser des lasers a semi-conducteurs III-V plus performant que jamais.

## 2.1 Introduction

L'amélioration des performances des dispositifs optoélectroniques a été la conséquence de l'apparition des puits quantiques sous contraintes qui ont contribué à la conception de nouveaux dispositifs optoélectroniques plus performants en étudiant les effets de la contrainte sur les propriétés électroniques et optiques de ces semi-conducteurs [21]. L'effet de la contrainte entraîne une modification des caractéristiques intrinsèques du semi-conducteur comme l'énergie de la bande interdite, les potentiels de déformation ainsi que les paramètres de structure de bandes comme les masses effectives, qui sont dues au désaccord des paramètres de mailles du substrat et de la couche épitaxiée.

Ces changements ont été exploités pour la réalisation de composants plus performants comme la levée de dégénérescence dans la bande de valence due à la contrainte qui permet de réaliser des amplificateurs optiques insensibles à la polarisation de la lumière et pleins d'autres dispositifs[22].

## 2.2 Puits quantique

Une structure à puits quantique, montrée dans la figure 2.1, est une double hétérostructure se composant d'une couche ultra-mince d'un matériau semi-conducteur dont la bande interdite est plus petite que celle du matériau environnant [23]. Les équations de la physique quantique sont valables lorsque l'épaisseur de la couche active est de l'ordre du nanomètre et devient comparable à la longueur d'onde de De Broglie  $\lambda_F$  donnée par[24,25].

$$\lambda_F = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2.m_e^*E_F}} \quad (2.1)$$

$E_F$ : Niveau de Fermi.

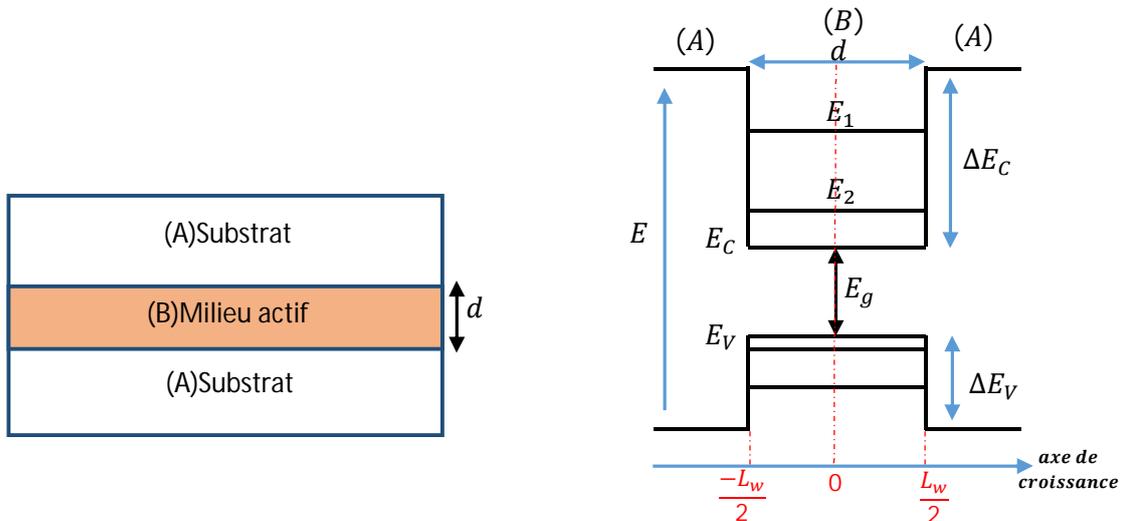


Figure 2.1. (a) Géométrie de la structure du puits quantique, (b) Diagramme de niveaux d'énergie pour les électrons et les trous dans un puits quantique.

Selon la nature de la discontinuité de bande interdite à l'interface puits-barrière, on distingue deux types de puits quantiques [26] :

Profil de potentiel dans un puits quantique de type I et un puits quantique de type II. Puits quantique de type-I où les électrons et les trous sont confinés dans le même matériau constituant le puits [27].

Puits quantiques de type-II où les électrons et les trous sont confinés séparément dans le puits et la barrière, respectivement [27].

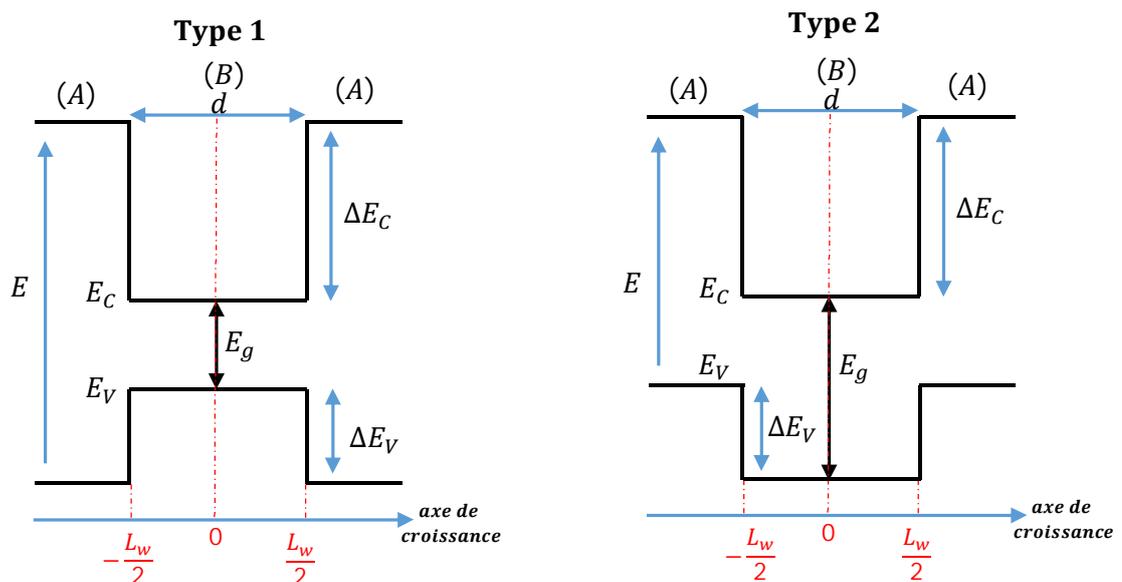


Figure 2.2. Profil de potentiel dans un puits quantique de type 1 et un puits quantique de type 2.

### 2.3 L'équation de Schrödinger dans un puits quantique

En 1926 Schrödinger a montré que la fonction d'onde et l'énergie sont la solution d'une équation au dérivés partielles du second ordre cette équation s'écrit [28].

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta \Psi^i(z) + V(z) \Psi^i(z) = E^i \Psi^i(z) \quad (2.2)$$

où :

$\Delta$  : le Laplacien.

$m_e$  : la masse de l'électron.

$v$  : l'énergie potentiel.

$E^i$  : l'énergie totale de l'électron.

$\Psi^i$  : la fonction d'onde.

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$  :  $h$  c'est la constante de Plank.

On peut lecrire sous la forme :

$$\left[ -\left( \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m_e} \right) \Delta + V \right] = E^i \Psi^i \quad (2.3)$$

$$H^i \Psi^i = E^i \Psi^i \quad (2.4)$$

où  $H^i$  : l'opérateur Hamiltonien.

La résolution de l'équation de Schrödinger nécessite la connaissance de terme du potentiel ce qui veut dire que l'équation de Schrödinger et l'équation de Poisson sont couplées. Le potentiel  $V$  varie suivant un axe perpendiculaire à la structure de l'hétérojonction, ce potentiel est égal à la somme de 4 types de potentiel [29] La potentielle image qui est du à la différence des constante diélectrique.

- Le potentiel périodique qui est du à l'interaction des ions.
- Le potentiel d'inversion qui est du à l'accumulation des électrons à l'interface.
- Le potentiel de déplétion qui est du à l'ionisation des impuretés.

Le puits de l'énergie potentielle vu par les électrons de la bande de conduction est entièrement déterminé par la donnée de sa largeur  $L_w$  et de sa profondeur  $V_0$  [30].  
Considérons l'exemple d'un puits simple dans la bande de conduction.

Pour des raisons de commodités, l'origine des énergies est prise au fond du puits. Le profil du potentiel est défini par la suite comme suit [30].

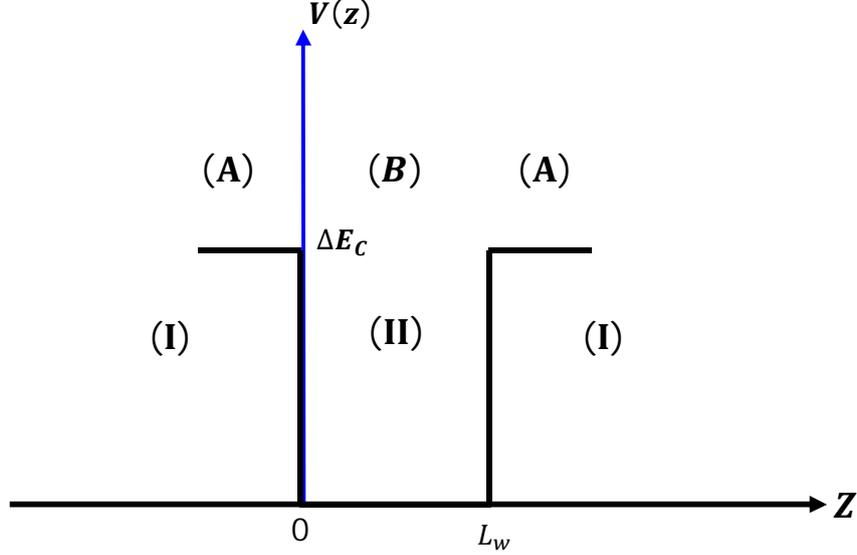


Figure 2.3. Puits quantique conventionnel.

$$V(z) = \begin{cases} \Delta E_c & z < 0 \text{ et } z > L_w \\ 0 & 0 < z < L_w \end{cases} \quad (2.5)$$

## 2.4 Puits quantique de profondeur fini

Lorsque l'énergie de confinement des électrons n'est plus négligeable devant la hauteur de la barrière de potentiel, c'est soit à cause de  $\Delta E_c$  qui n'est pas très important ou de  $L_w$  qui est petit. En posant  $\Delta E_c = V_0$  le potentiel s'écrit [31] :

$$V(z) = V_0 \text{ pour } z < 0 \text{ et } z > L_w \quad (2.6)$$

$$V(z) = 0 \text{ pour } 0 < z < L_w \quad (2.7)$$

On trouve dans les trois régions (I) ( $z < 0$ ), (II) ( $0 < z < L_w$ ), (I) ( $z > L_w$ ) :

$$\frac{d^2 \xi_I(z)}{dz^2} - \frac{2m_2^*}{\hbar^2} (V_0 - E_n) \xi(z) = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{d^2 \xi_{II}(z)}{dz^2} - \frac{2m_2^*}{\hbar^2} E_n \xi(z) = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{d^2 \xi_I(z)}{dz^2} - \frac{2m_2^*}{\hbar^2} (V_0 - E_n) \xi(z) = 0 \quad (2.10)$$

Donc la solution de l'équation après la condition limite de chaque région est de la forme :

$$\xi_I(z) = Ae^{k_1 z} + Be^{-k_1 z} \quad (2.11)$$

Compte tenu de la condition aux limites  $\xi_I(z \rightarrow -\infty) = 0$  entraîne  $A' = 0$ , la fonction d'onde s'écrit :  $\xi_I(z) = Ae^{k_1 z}$  (2.12)

Avec  $k_1 = \sqrt{2m_1^*(V_0 - E_n)}/\hbar$

$$\xi_{II}(z) = B \sin(k_2 z + \varphi) \quad (2.13)$$

Avec  $k_2 = \sqrt{2m_2^*E_n}/\hbar$

$$\xi_I(z) = C'e^{k_1 z} + Ce^{-k_1 z} \quad (2.14)$$

Compte tenu de la condition  $\xi_I(z \rightarrow +\infty) = 0$  entraîne  $C' = 0$ , la fonction d'onde s'écrit :

$$\xi_I(z) = Ce^{-k_1 z} \quad (2.15)$$

Dans ce cas les conditions aux limites sont données par :

En  $z = 0$

$$\xi_I(0) = \xi_{II}(0) \rightarrow A = B \sin \varphi \quad (2.16)$$

$$\frac{1}{m_1^*} \xi_I'(0) = \frac{1}{m_2^*} \xi_{II}'(0) \rightarrow A \frac{k_1}{m_1^*} = B \frac{k_2}{m_2^*} \cos \varphi \quad (2.17)$$

$$\xi_{II}(L_w) = \xi_I(L_w) \rightarrow B \sin(k_2 L_w + \varphi) = Ce^{-k_1 L_w} \quad (2.18)$$

$$\frac{1}{m_2^*} \xi_{II}'(L_w) = \frac{1}{m_1^*} \xi_I'(L_w) \rightarrow B \frac{k_2}{m_2^*} \cos(k_2 L_w + \varphi) = -C \frac{k_1}{m_1^*} Ce^{-k_1 L_w} \quad (2.19)$$

En divisant les équations (2.16) sur (2.17) et (2.18) sur (2.19) on obtient respectivement :

$$\tan \varphi = \frac{k_2 m_1^*}{k_1 m_2^*} \quad (2.20)$$

$$\tan(k_2 L_w + \varphi) = -\frac{k_2 m_1^*}{k_1 m_2^*} \quad (2.21)$$

$$\text{Compte tenu de la relation : } \sin^2 \alpha = \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\tan^2 \alpha}\right)} \quad (2.22)$$

$$\text{L'expression (2.20) donne : } \sin \varphi = \frac{\frac{k_2}{m_2}}{\sqrt{\frac{k_2^2}{m_2^2} + \frac{k_1^2}{m_1^2}}} \quad (2.23)$$

D'autre part la relation  $\tan \varphi = -\tan(k_2 L_w + \varphi)$  entraîne  $\varphi = -(k_2 L_w + \varphi) + n\pi$

$$\text{Où } n \text{ est un nombre entier } k_2 L_w = n\pi - 2\varphi \quad (2.24)$$

Soit, en explicitant  $\varphi$ ,  $k_1$  et  $k_2$  en (2.23):

$$\frac{\sqrt{2m_2^*E_n}}{\hbar} = n\pi - 2\text{arc sin} \sqrt{\frac{E_n}{\frac{v_0 m_2^*}{m_1^*} + E_n \left(1 - \frac{m_2^*}{m_1^*}\right)}} \quad (2.25)$$

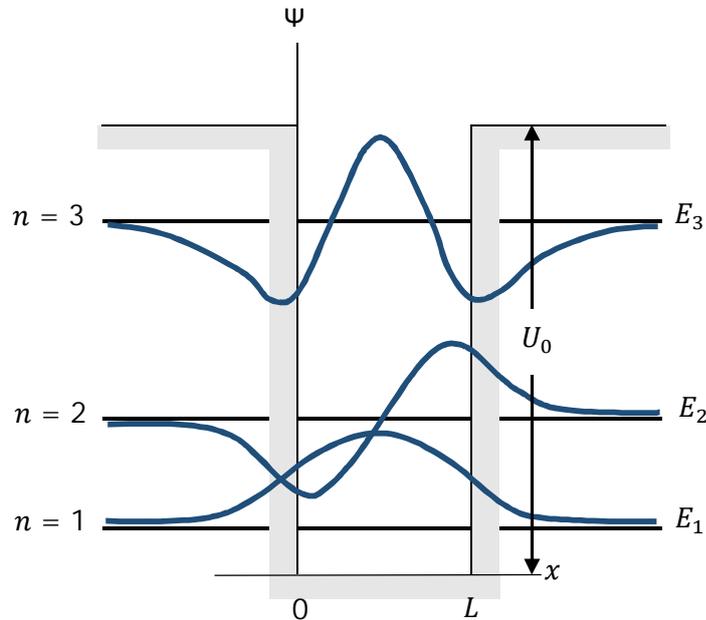


Figure 2.4. Fonction d'onde dans un puits quantique fini.

### 2.4.1 Confinement a saut d'indice SCH

Dans ce type le guide d'onde optique est réalisé grâce à un matériau barrière de composition constante comme montré sur la figure [32] :

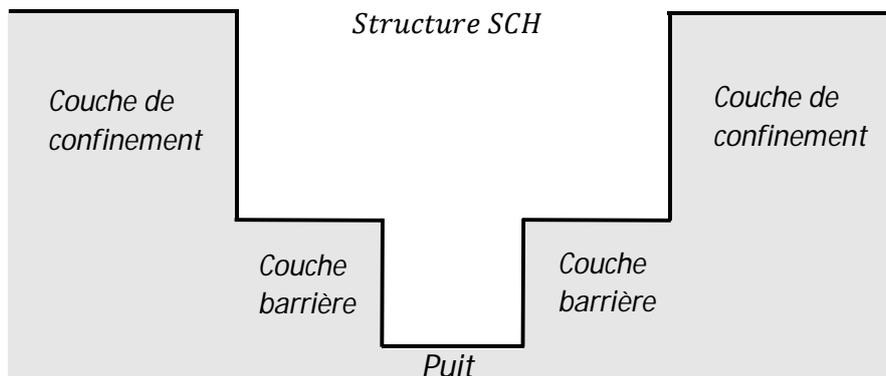


Figure 2.5. Schématisation d'une structure de type SCH.

### 2.4.2 Confinement a indice graduel GRINSCH

Dans ce type le guide d'onde optique est réalisé grâce à un matériau barrière de composition graduelle, épitaxie sur la couche de confinement comme sur la figure 2.6.

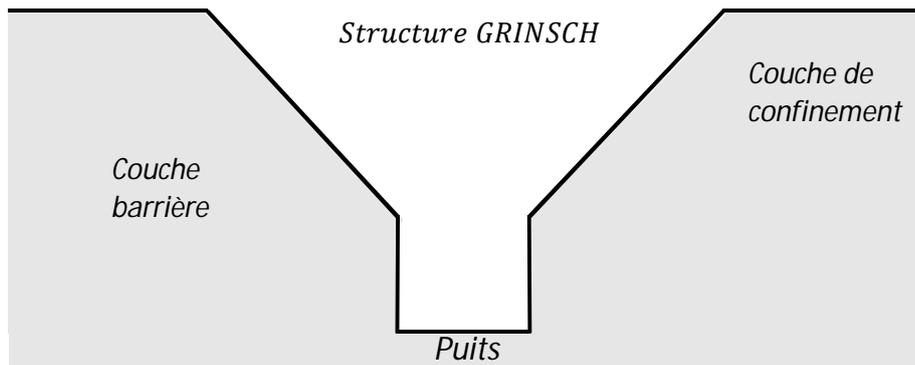


Figure 2.6. Schématisation d'une structure de type GRINSCH.

### 2.4.3 Les multi-puits quantiques

Les structures à multi-puits quantiques présentent aussi un meilleur facteur de confinement que celles à puits quantiques unique, puisque la surface de la région active se trouve augmentée. Dans de telles structures si l'on considère une injection uniforme dans le puits, on parle plutôt de facteur de confinement moyen par puits  $\Gamma_m$  défini par  $\Gamma_m = N_w \cdot \Gamma_w$  ou  $N_w$  est le nombre de puits.

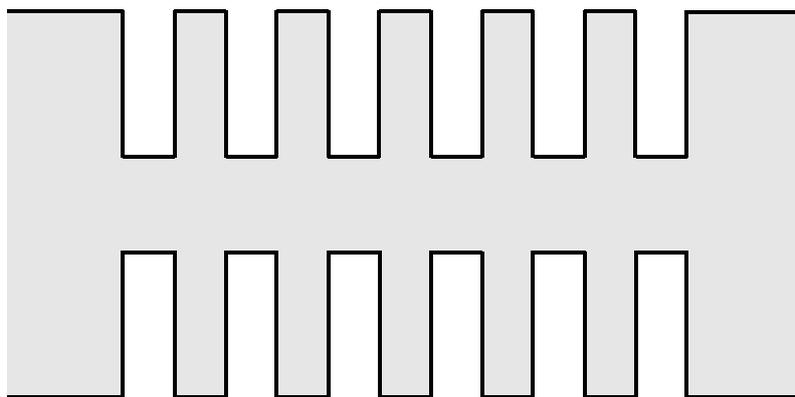


Figure 2.7. Schématisation d'une structure à multi-puits quantiques.

## 2.5 Les puits quantiques sous contrainte

### 2.5.1 Notion de couche contrainte et épaisseur critique

Lors de l'épitaxie d'un matériau sur un substrat de paramètre de maille différent, un désaccord paramétrique est généré, la déformation est soit un allongement "couches en tension", soit un rétrécissement "couche en compression". Ce désaccord peut être rattrapé de deux façons différentes [33].

Dans le cas où les couches épitaxiées sont suffisamment fines, la maille du matériau épitaxié se déforme de manière élastique de telle sorte que le paramètre de maille s'accorde au paramètre du substrat dans la direction parallèle à l'interface  $a_{//}$ .

Dans la direction perpendiculaire  $a_{\perp}$  à l'interface de croissance le réseau se déforme en s'allongeant ou se comprimant selon que le paramètre de maille de la couche est plus petit ou plus grand que celui du substrat. Dans ce cas la couche est considérée comme étant totalement contrainte (Figure 2.8).

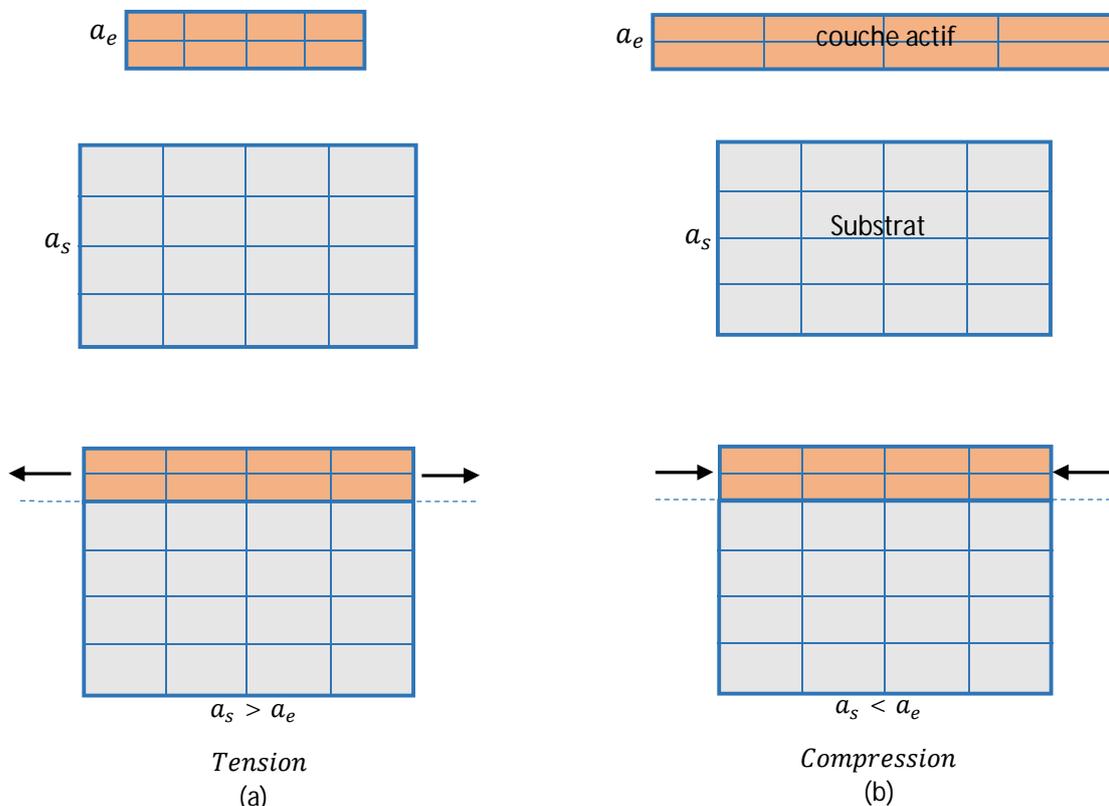


Figure 2.8. Illustration des deux types de déformation.

Dans le cas d'une couche épitaxiée plus épaisse, la déformation de la maille du matériau ne suffit plus à équilibrer l'énergie mécanique engendrée par la croissance. Le désaccord est alors rattrapé par la génération de dislocations à l'interface de croissance. Ces dislocations se propagent du substrat vers l'interface de croissance et la couche commence à relaxer.

### 2.5.2 Épaisseur critique

L'épaisseur au-delà de laquelle la couche épitaxiée commence à relaxer est appelé épaisseur critique. Cette épaisseur critique dépend des propriétés mécaniques des matériaux (coefficients élastiques  $C_{ij}$ ), ainsi que du degré de désaccord paramétrique  $\Delta a$  (équation 2.26) entre le substrat et la couche épitaxiée. Si l'épaisseur de la couche épitaxiée dépasse la valeur de l'épaisseur critique, les mailles ne subissent plus les contraintes mécaniques imposées par le substrat et le paramètre de maille atteint celui du matériau massif. Le réseau est totalement relaxé [34].

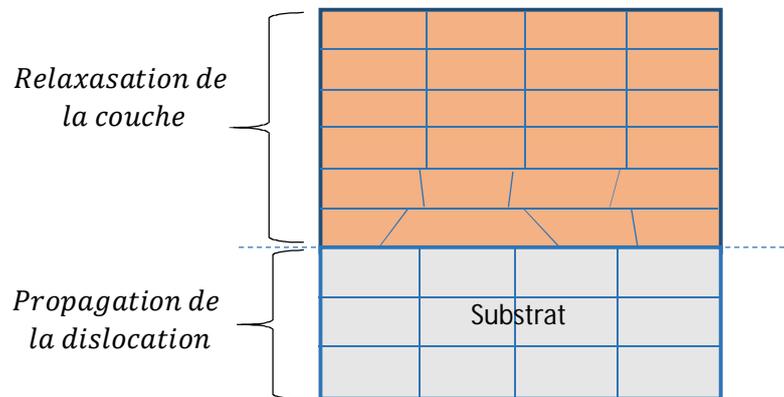


Figure 2.9. Propagation de dislocation dans la couche épitaxiée épaisse.

$$\Delta a = \frac{a_s - a_e}{a_s} \quad (2.26)$$

Et la loi de Vegard :  $a(x) = x a_{AC} + (1 - x) a_{BC}$  (2.27)

$a_e$  : paramètre de maille de la couche épitaxiée.

$a_s$  : paramètre de maille du substrat.

A partir de cette équation et celle de Vegard on peut calculer le désaccord de maille d'une structure. Pour calculer l'épaisseur critique de notre d'un système on utilise le modèle le plus classique, celui de K. Koksai et B. Gonul [34], qui traite le cas d'un matériau faiblement désaccordé par rapport au substrat (désaccord de maille <2%).

Il définit l'épaisseur critique comme l'épaisseur à partir de laquelle une dislocation initialement présente à l'interface de contact se propage latéralement sous l'effet du champ de contrainte. La valeur de l'épaisseur critique  $h_c$  qui en résulte dans le cas d'un matériau de structure sphalérite (zinc blend) épitaxié sur la surface (001) est donnée par l'équation suivante [35] :

$$h_c = \frac{a_e}{k\sqrt{2}\pi\Delta_a} \times \frac{1-(0.25 \cdot \gamma)}{(1+\gamma)} \times \ln \left( \frac{h_c\sqrt{2}}{a_e} + 1 \right) \quad (2.28)$$

$\Delta_a$  : Désaccord paramétrique.

$\gamma$  : Coefficient de poisson donné par :

$$\gamma = \frac{C_{12}}{C_{11}+C_{12}} \quad (2.29)$$

$C_{ij}$  : Les coefficients élasticité ( $cm^{-2}$ )

$k$  : est un coefficient égal à 1 dans le cas d'un super-réseau ; 2 pour un puits quantique ; 4 dans le cas d'une couche unique.

## 2.6 Effet de la contrainte sur les semi-conducteurs III-V

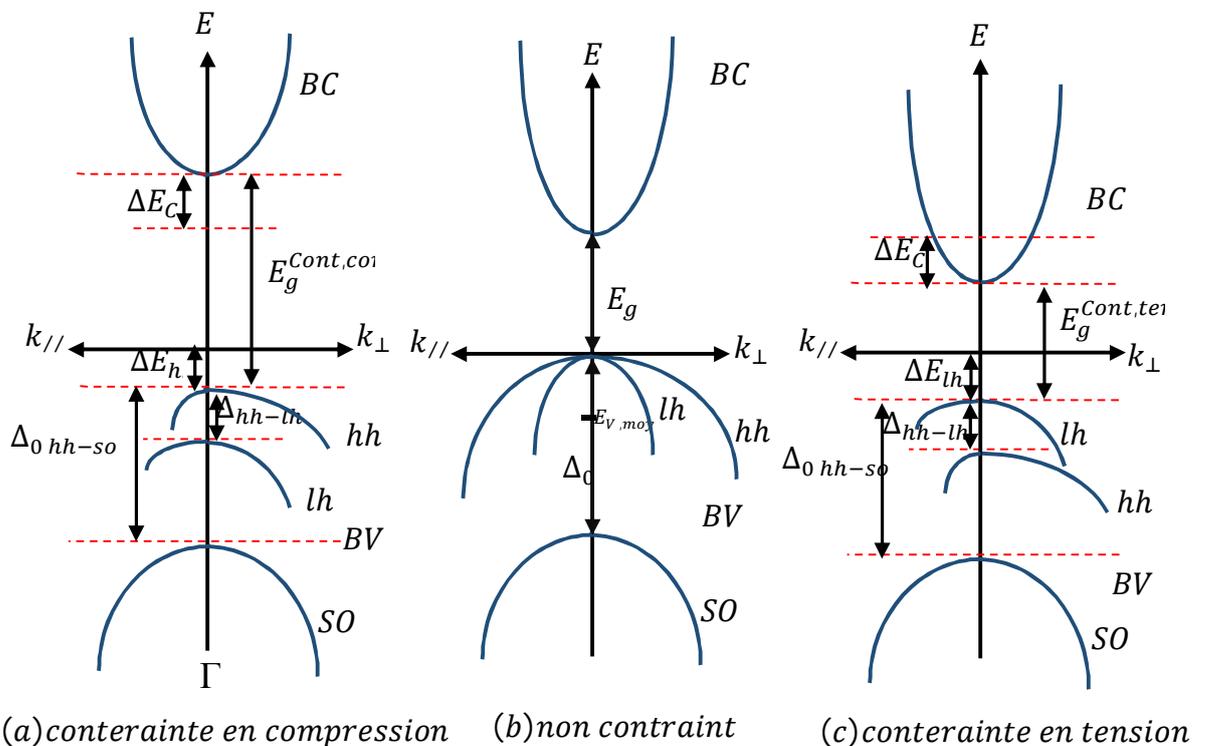


Figure 2.10. Structure de bande d'un semi-conducteur à gap direct.

### 2.6.1 Effet de la contrainte sur la bande interdite

La contrainte bi-axiale peut avoir un effet sur la structure de bande de la couche épitaxiée. Cette contrainte se présente sous 2 cas possibles : contrainte en compression ou en tension représenté sur la figure 2.8.

Pour la description de l'effet de la contrainte sur la structure de bande nous avons utilisé le modèle de Van et Walle et utilisé le formalisme de Krijin [36] et on doit en premier lieu définir les tenseurs de déformation  $\varepsilon_{ij}$  ( $ij = xx, yy, zz$ ) qui peuvent être définies de la manière suivante.

$$\varepsilon_{//} = \frac{a_{//} - a}{a} \quad (2.30)$$

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{a_{\perp} - a}{a} \quad (2.31)$$

Pour une structure totalement contrainte :

$$a_{//} = a_{\text{substrat}} \quad (2.32)$$

$$\varepsilon_{\perp} = -2 \times \frac{C_{12}}{C_{11}} \times \varepsilon_{//} \quad (2.33)$$

$\Delta_0$  Représente l'énergie située entre la bande de trous spin-splittée et les bandes des trous lourds et légers et a  $\frac{\Delta_0}{3}$  au-dessous du haut de la bande de valence en  $k = 0$  on distingue le centre de gravité de la bande de valence possède une énergie moyenne  $E_{V, moy}$  [36]

$$E_{V, moy} = \frac{E_{hh} + E_{lh} + \Delta_0}{3} \quad (2.34)$$

$E_{hh}$  : Énergie de la bande de trous lourds.

$E_{lh}$  : Énergie de la bande de trous légers.

$\Delta_0$  : Énergie de décalage des bandes des trous spin-splittée.

L'effet de la contrainte sur les bandes de valence et de conduction peut être décomposé en deux parties [37] :

Le décalage du centre de gravité de la bande de valence et celui de la bande de conduction causé par la composante hydrostatique liée à la déformation selon l'axe de croissance.

La contrainte de cisaillement, qui lève la dégénérescence des états énergétiques des trous lourds et des trous légers en  $k = 0$  (typiquement d'une valeur  $\Delta_{hh-lh}$  de l'ordre de 60-80 meV pour un désaccord paramétrique de 1%).

Pour une couche épitaxiée soumise à une contrainte bi-axiale de compression, la composante hydrostatique augmente l'écart entre la bande de valence et la bande de conduction, et la contrainte de cisaillement rend les bandes de valence fortement anisotropes [38].

- La bande de plus haute énergie devient lourde selon  $k_{\perp}$  et légère selon  $k_{//}$  (bande  $hh$ ).
- La bande d'énergie inférieure devient elle légère selon  $k_{\perp}$  et lourde selon  $k_{//}$  (bande  $lh$ ).

Si la couche est soumise à une contrainte bi-axiale de tension, la bande interdite moyenne diminue et les bandes de valences sont inversées par rapport à celles d'une couche en compression ; la bande de plus haute énergie (bande  $lh$ ) restant légère selon  $k_{\perp}$  et lourde selon  $k_{//}$ .

Les décalages énergétiques des centres de gravité de la bande de valence et de la bande de conduction en  $K=0$  induits par la contrainte hydrostatique, varient proportionnellement à la contrainte [38].

$$\Delta E_{V, moy}^{hyb} = a_v (2\varepsilon_{//} + \varepsilon_{\perp}) \quad (2.35)$$

$$\Delta E_C^{hyb} = a_c (2\varepsilon_{//} + \varepsilon_{\perp}) \quad (2.36)$$

$a_c$  : Le potentiel hydrostatique de déformation pour la bande de conduction.

$a_v$  : Le potentiel hydrostatique de déformation pour la bande de valence.

Les décalages énergétiques induits par la contrainte de cisaillement dans chacune des bandes constituant la bande de valence sont les suivants, dans le cas d'une croissance sur substrat(100) [37]

$$\Delta E_{hh}^{cisa} = -\frac{1}{2} \times \delta E^{cisa} \quad (2.37)$$

$$\Delta E_{lh}^{cisa} = -\frac{1}{2} \Delta_0 + \frac{1}{4} \delta E^{cisa} + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_0 \cdot \delta E^{cisa} + \frac{9}{4} (\delta E^{cisa})^2} \quad (2.38)$$

$$\Delta E_{so}^{cisa} = -\frac{1}{2}\Delta_0 + \frac{1}{4}\delta E^{cisa} - \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_0 \cdot \delta E^{cisa} + \frac{9}{4}(\delta E^{cisa})^2} \quad (2.39)$$

$$\text{Avec : } \delta E^{cisa} = 2 \cdot b \cdot (2\varepsilon_{//} + \varepsilon_{\perp}) \quad (2.40)$$

Où  $b$  : le potentiel de déformation tétragonale.

En prenant comme référence énergétique  $E_{V,moy}$  et à partir des équations précédentes on définit :

L'énergie  $E_V$  du haut de la bande de valence :

$$E_V = E_{V,moy} + \frac{\Delta_0}{3} + \Delta E_{V,moy}^{hy} + \max(\Delta E_{lh}^{Sh}, \Delta E_{hh}^{Sh}) \quad (2.41)$$

L'énergie  $E_C$  du bas de la bande de conduction :

$$E_C = E_{V,moy} + \frac{\Delta_0}{3} + E_g + \Delta E_{V,moy}^{hy} + \Delta E_C^{hy} \quad (2.42)$$

$E_{V,moy}$  est l'éclatement spin-orbite  $\Delta$  = et l'énergie de la bande interdite sont relatifs au matériau non contraint.

via les équations (2.41) et (2.42) on peut déterminer l'équation de la bande interdite contraint  $E_g^{cont}$ .

$$E_g^{cont} = E_C - E_V = E_g + \Delta E_C^{hyb} - \Delta E_{V,moy}^{hyb} - \max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{lh}^{cisa}) \quad (2.43)$$

Pour une couche soumise à une contrainte en compression les bande des trous lourds est au-dessus de la bande des trous légers :

$$\max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{lh}^{cisa}) = \Delta E_{hh}^{cisa} \quad (2.44)$$

Pour une couche soumise à une contrainte en tension les bande des trous lourds est au-dessous de la bande des trous légers :

$$\max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{lh}^{cisa}) = \Delta E_{lh}^{cisa} \quad (2.45)$$

Donc l'équation (2.42) devient pour une couche en compression :

$$E_g^{cont,com} = E_g + \Delta E_C^{hyb} - \Delta E_{V,moy}^{hyb} - \Delta E_{hh}^{cisa} \quad (2.46)$$

Donc couche en tension :

$$E_g^{cont,tens} = E_g + \Delta E_C^{hyb} - \Delta E_{V,moy}^{hyb} - \Delta E_{lh}^{cisa} \quad (2.47)$$

Tous les paramètres vus avant comme la bande interdite non contrainte  $E_g$ , les constantes élastiques  $C_{ij}$  de la couche et aussi l'éclatement spin-orbite  $\Delta_0$  et les potentiels de déformation hydrostatique  $a_c$  et  $a_v$  et de déformation tétragonale  $b$ , sont nécessaires pour la détermination de la bande interdite contrainte.

Dans le cas où la couche contrainte est une solution solide ternaire, les paramètres précédents peuvent être déterminés par interpolation linéaire, sauf pour les énergies  $E_g$  et  $\Delta_0$ .

$$E_{A_{(1-x)}B_xC} = (1-x)E_{AC} + xE_{BC} - x(1-x)C_{AC-BC} \quad (2.48)$$

avec :  $E$  : Est  $E_g$  ou  $\Delta_0$ .

$C_{AC-BC}$  : Terme de Bowing.

### 2.6.2 L'effet de la contrainte sur les masses effectives

Chaque électron présent dans la bande de conduction est caractérisé par sa fonction d'onde. En terme corpusculaire, il est considéré comme une particule quasi-libre dans un potentiel cristallin de masse  $m_0$  et de charge  $e^-$ . Cette particule quasi-libre est représentée par une quasi-particule libre de charge  $e^-$  et de masse  $m_e^*$  appelé la masse effective de l'électron. Comme le cristal n'est pas isolé l'électron est soumis à une force externe (champ électrique appliqué) et une force interne qui n'est pas connue causée par le potentiel cristallin.

$$\vec{F}_{ext} + \vec{F}_{int} = m_e \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.49)$$

En considérant la masse effective on peut écrire :

$$\vec{F}_{ext} = m_e^* \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.50)$$

Où  $m_e^*$  est la masse effective avec l'effet du potentiel cristallin pris en compte.

L'électron dans un état  $\vec{k}$  est représenté sur la pulsation  $w_k$  par un paquet d'onde. Implique que la vitesse de groupe s'exprime sous la forme suivante :

$$v_g = \frac{dw_k}{dk} \quad (2.51)$$

$$\text{Avec : } w_k = \frac{E_k}{\hbar} \quad (2.52)$$

L'accélération est donnée par l'équation :

$$a_{cc} = \frac{dv_g}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dt} \left( \frac{dE_k}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dk} \left( \frac{dE_k}{dt} \right) \quad (2.53)$$

$$\text{Comme } dE_k = F_{ext} dx \Rightarrow a_{cc} = \frac{F_e}{\hbar} \frac{dv_g}{dk} = \frac{F_{ext}}{\hbar^2} \frac{d^2 E_k}{dk^2} \quad (2.54)$$

$$\text{Et par identification : } a_{cc} = \frac{F_e}{m_e^*} \quad (2.55)$$

$$m_e^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E_k}{dk^2}} \quad (2.56)$$

## 2.7 Calcul de la masse effective des électrons et des trous

Après avoir vue l'effet de la contrainte sur la structure de bande du semi-conducteur qui la modifie en provoquant une forte anisotropie des bandes et en particulier la bande de valence. Ce pendant on verra les modifications qu'apporte l'effet sur la masse effective des porteurs. Pour le calcul de ces masses effective contraintes orienté(100) on utilise le modèle de People et Sputz [37].

Dans ce modèle l'énergie des porteurs d'une bande  $k_i$  est donnée en fonction du vecteur d'onde  $k_z$  par cette relation :

$$E_i(k_z) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_{i,z}^*} \left( 1 - \gamma_{NP}^{(i)} k_z^2 \right) \quad (2.57)$$

$m_{i,z}^*$  : La masse effective du porteur (trou ou électron).

$\gamma_{NP}^{(i)}$  : Paramètre traduisant la non parabolicité de la bande (i) .

La résolution de l'Hamiltonien de dispersion de  $E(k)$  fournit l'expression de la masse effective contrainte des électrons (En  $m_0$ ) [37] :

$$m_e^{*\perp} = \frac{3E_g^2 + 2E_g(\Delta_0 + \Delta E_{hh} - E_g) + \Delta_0 \Delta E_{hh} - 2\Delta E_{hh}^2 - E_g(\Delta_0 + \Delta E_{hh})}{-\Phi \cdot (3\Delta E_{hh} - 2\Delta_0 - 3E_g) + E_g^2 + E_g(\Delta_0 + \Delta E_{hh}) + \Delta_0 \Delta E_{hh} - 2\Delta E_{hh}^2} \quad (2.58)$$

En remplaçant  $E_g$  et  $\Delta_0$  par leurs valeurs sous contrainte dans la relation (2.42) et (2.46) on pourra alors calculer la masse effective des électrons dans le matériau contraint.  $\Delta E_{hh}$  déjà calculer grâce à l'équation (2.37).

$\Phi$  est un terme énergétique qui permet de tenir compte du couplage avec le spin est donné par [39] :

$$\Phi = \frac{E_g(E_g + \Delta_0)(1 - m_{e,nc}^*)}{m_{e,nc}^*(3E_g + 2\Delta_0)} \quad (2.59)$$

$m_{e,nc}^*$  : C'est la masse effective d'électron non contraint. Cette masse a été obtenue par l'interpolation linéaire (lois de Vegard) des masses effectives dans les matériaux binaires.

La masse effective des trous est calculé comme suit :

$$m_{hh}^{*\perp,cont} \approx m_{hh}^{*\perp,no-cont} \frac{1}{(\gamma_1 + 2\gamma_2)} \quad (2.60)$$

$$m_{lh}^{*\perp} = - \frac{2\Delta E_{lh}^{cisa} + \Delta_0 + \Delta E_{hh}^{cisa}}{2\Delta E_{lh}^{cisa}(\gamma_1 + \gamma_2) + \Delta_0(\gamma_1 + 2\gamma_2) - \Delta E_{hh}^{cisa}(8\gamma_2 - \gamma_1)} \quad (2.61)$$

Les paramètres  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  sont appelés les paramètres de bande de valence du semi-conducteur et des valeurs existent pour tous les semi-conducteurs cubiques.

## 2.8 Le gain optique

Le gain d'un matériau par unité de longueur est défini par le taux de croissance de la densité des photons pendant leur propagation suivant une direction dans le cristal [22].

$$G = \frac{1}{N_p} \frac{dN_p}{dz} = \frac{1}{v_g N_p} \frac{dN_p}{dt} = \frac{1}{v_g N_p} (R_{Est} - R_{Ast}) \quad (2.62)$$

où :  $N_p$  : nombre de photons par unité de volume.

$dN_p$  : densité des photons.

$dz$  : direction dans le cristal.

$v_g$  : la vitesse de propagation .

$$R_{Est} : \text{l'émission stimulée} : R_r f_2(hw) (1 - f_1(hw)) \quad (2.63)$$

$$R_{Ast} = R_r f_1(hw) (1 - f_2(hw)) \quad (2.64)$$

Avec  $R_r(hw)$  : Probabilité de transition par unité de volume par seconde d'un matériau actif.

$$R_r(hw) = \frac{1}{2} \frac{e_0^2 \lambda N_p}{c \varepsilon_0 m_0^2 n^2} |M_T(hw)|^2 \rho_j^{pq}(hw) \quad (2.65)$$

$c$  : vitesse de la lumière dans le vide.

$\varepsilon_0$  : la permittivité du vide.

$m_0$  : la masse effective de l'électron dans le vide.

$n$  : indice de refraction.

$\lambda$  : longueur d'onde.

$\rho_j^{pq}(hw)$  : densités d'états finale.

L'élément de matrice de transition donne  $|M|^2$  à force de la transition électronique stimulée dans le matériau. Cette force ne dépend pas de la direction de transition, c'est la même pour l'émission et l'absorption. Dans le cas des matériaux massiques, il s'exprime par [40] :

$$|M|^2 = M_b^2 = \frac{m_0}{6} E_p = \frac{m_0}{6} \left( \frac{m_0}{m_c} - 1 - 2F_b \right) \left( \frac{E_g(E_g - \Delta_0)}{E_g + \frac{2\Delta_0}{3}} \right) \quad (2.66)$$

$E_p$  : paramètre d'énergie.

$F_b$  : est un paramètre de correction pour la masse effective de l'électron donné en annexe.

$m_c$  : la masse effective

$\Delta_0$  : énergie du spin orbite

$E_g$  : énergie du gap

Le gain du matériau par unité de longueur est [41]:

$$\begin{aligned} g(hw) &= \frac{1}{2} \frac{e_0^2 \lambda}{c^2 \varepsilon_0 m_t^2 n} |M_t(hw)|^2 \rho_j(hw) (f_2(hw) - f_1(hw)) \\ &= g_{max}(hw) (f_2(hw) - f_1(hw)) \end{aligned} \quad (2.67)$$

où  $M_t$  : masse effective des trous.

$f_2 - f_1$  : facteur de Fermi.

Où le gain maximum  $g_{max}$  est une propriété du matériau, et le facteur de Fermi  $f_2 - f_1$  dépend des porteurs (pompage optique). Dans le cas de dimensions réduites (puits quantiques) la densité d'états  $\rho_j(\hbar\omega)$  correspond à la densité d'états réduite  $\rho_r^{pq}(\hbar\omega)$  entre deux sous-bandes.

$$g(\hbar\omega) = \sum \sum g_{(n_c, n_v)}(\hbar\omega) \quad (2.68)$$

## 2.9 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude des structures à puits quantiques à base des matériaux semi-conducteurs III-V. On a présenté les différentes caractéristiques de ce type de structures. On a vu l'effet de la contrainte sur les puits quantique à savoir le paramètre de maille, l'épaisseur critique, la bande interdite et les masses des électrons et des trous et enfin le gain optique. On consacra le chapitre suivant à l'étude et l'interprétation des résultats de la simulation des deux matériaux ternaires InGaN/GaN et InGaAs/InP.

## 3.1 introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation et à l'interprétation des résultats obtenus par simulation des structures à puits quantiques  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  et  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  pour déterminer la concentration optimale l'indium, qui permet d'avoir une longueur d'onde d'émission souhaitée pour les télécommunications.

Pour cela des simulations ont été nécessaires pour observer l'effet de la contrainte sur les différents paramètres qui sont la bande interdite, l'épaisseur critique, la longueur d'onde d'émission et le gain optique.

## 3.2 Résultats et discussions des simulations

### 3.2.1 Pour la structure $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

La figure 3.1 représente la variation du paramètre de maille de la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  en fonction de la concentration de l'indium ( $a_{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}$ ). Pour  $x=0.1$ , le paramètre de maille vaut  $4.55(\text{\AA})$  et lorsque la concentration de l'indium atteint  $x=0.4$ , le paramètre de maille vaut  $4.692(\text{\AA})$ . On remarque alors une augmentation du paramètre de maille avec  $\Delta a=0.144(\text{\AA})$ .

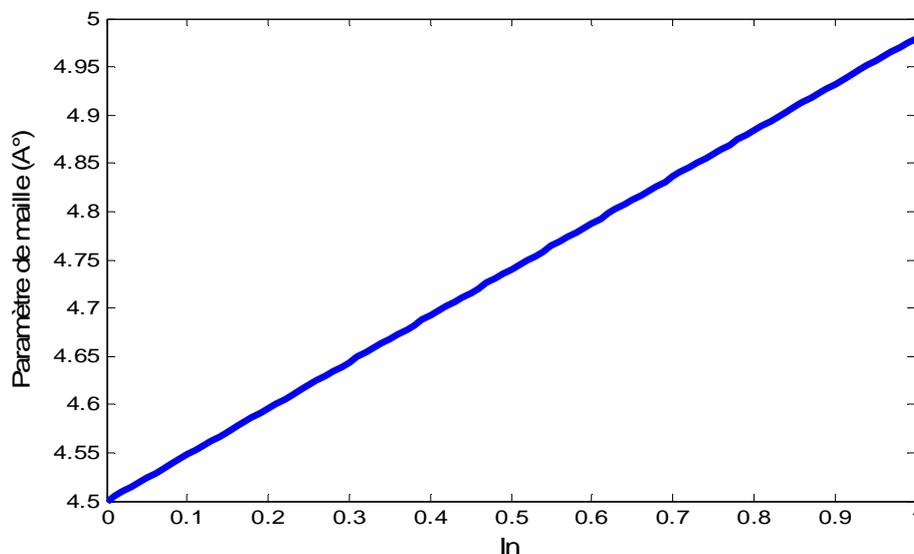


Figure 3.1. Variation du paramètre de maille de la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  en fonction de la concentration de l'indium ( $x$ ).

La figure 3.2 illustre la variation du désaccord de maille  $\varepsilon$  en fonction de la concentration de l'indium de la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ . Pour une concentration de l'indium  $x=0.1$  on a  $\varepsilon =1\%$ . Lorsque la concentration atteint  $x=0.4$  la valeur du désaccord de maille  $\varepsilon=4\%$ . On déduit alors que l'augmentation de la concentration de l'indium induit une augmentation du désaccord de maille avec  $\Delta\varepsilon =3\%$ .

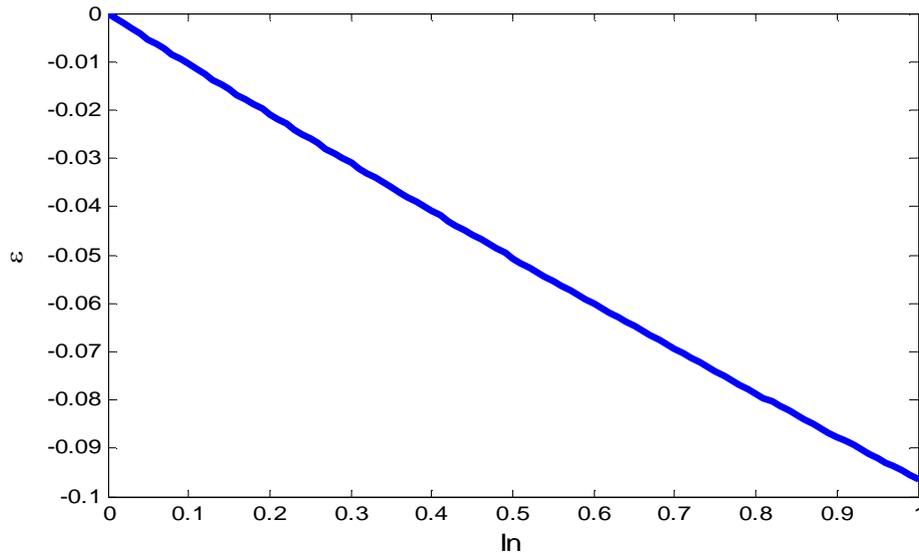


Figure 3.2. Variation du désaccord paramétrique  $\varepsilon$  en fonction de la concentration d'indium.

La figure 3.3 représente l'évolution de l'épaisseur critique en fonction de la concentration d'indium de la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ .

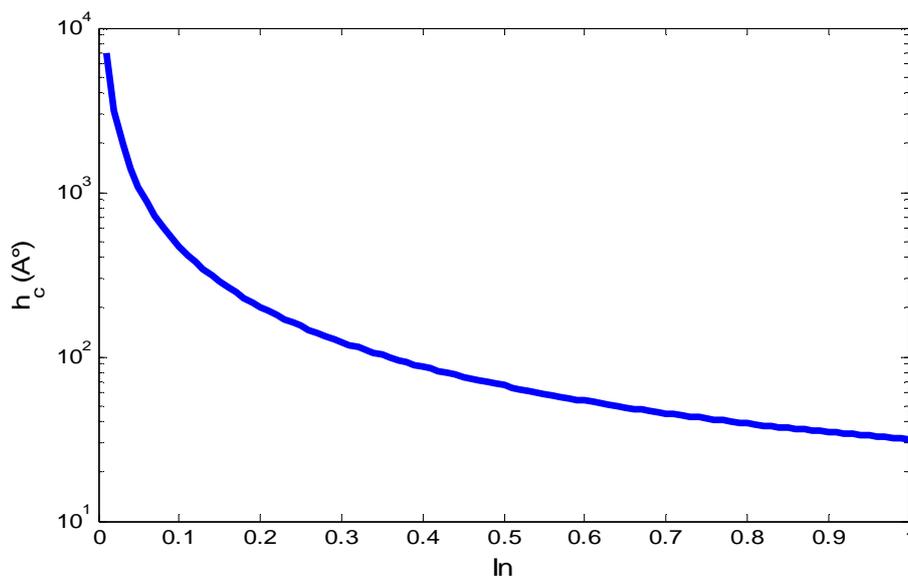


Figure 3.3. Variation de l'épaisseur critique en fonction de la concentration d'indium.

Pour une concentration d'indium  $x=0.1$  l'épaisseur critique vaut  $h_c=467.9(\text{\AA})$  et en augmentant la concentration de l'indium jusqu'à atteindre  $x=0.4$  on a  $h_c=87.03(\text{\AA})$ . On constate alors que l'augmentation de la concentration de l'indium cause une diminution de l'épaisseur critique avec  $\Delta h_c=380.87(\text{\AA})$ .

La figure 3.4 représente la variation de l'énergie de la bande interdite non contrainte en fonction de la concentration de l'indium. Pour une concentration indium  $x=0.1$  l'énergie de la bande interdite est égale à  $3.046 \text{ eV}$ . Lorsque la concentration de l'indium atteint  $x=0.5$  l'énergie de la bande interdite est égale à  $2.292 \text{ eV}$ . On remarque alors une diminution de l'énergie de la bande interdite avec  $\Delta E_g=0.754 \text{ eV}$ .

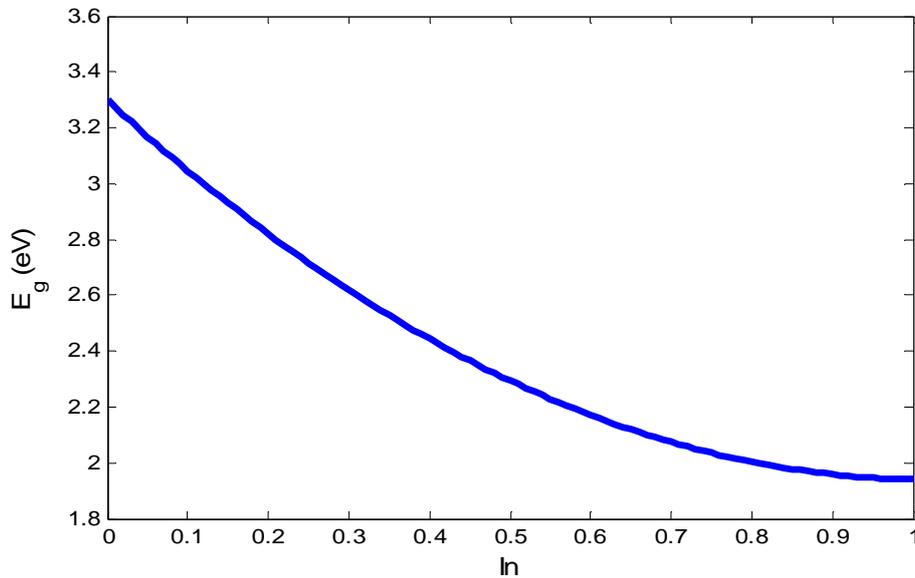


Figure 3.4. Variation de l'énergie de la bande interdite non contrainte en fonction de la concentration de l'indium.

La figure 3.5 présente variation de l'énergie de la bande interdite contrainte en fonction de la concentration de l'indium. On distingue l'effet de la contrainte sur l'énergie de la bande interdite qui provoque une diminution de l'énergie de la bande interdite et rend les bandes de valence fortement anisotropes ( $\Delta E_{g_{hh}}$  et  $\Delta E_{g_{lh}}$ ).

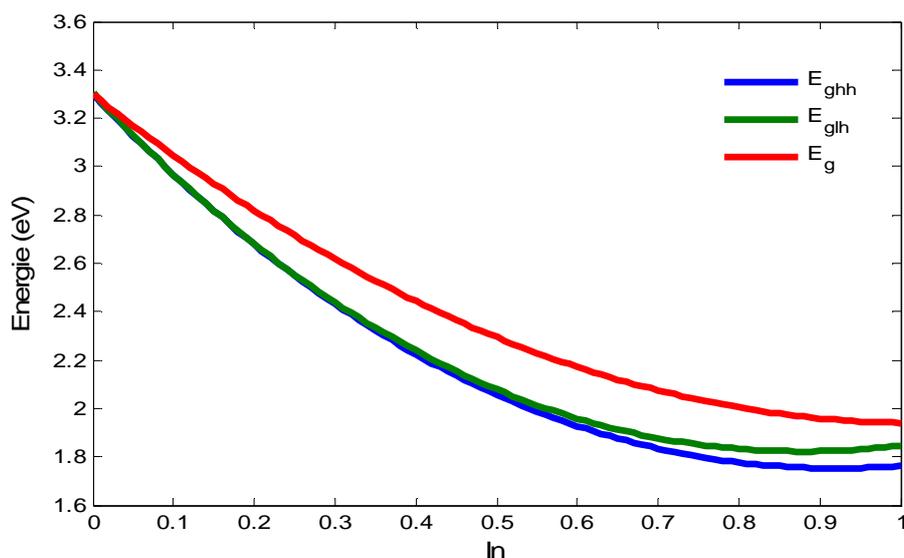


Figure 3.5. Variation de l'énergie de la bande interdite de la structure contrainte InGaN/GaN en fonction de la concentration de l'indium.

La figure 3.6, illustre la variation du décalage d'énergie ( $\Delta E_{V_{hh}}$ ,  $\Delta E_{V_{lh}}$ ,  $\Delta E_C$ ) de la barrière de potentiel dans la bande de conduction et dans la bande de valence en fonction de la concentration de l'indium. On note que l'augmentation de la concentration de l'indium induit une augmentation des décalages d'énergie  $\Delta E_{V_{hh}}$ ,  $\Delta E_{V_{lh}}$  et  $\Delta E_C$ . Pour la barrière de potentiel dans la bande de valence, d'après nos résultats on remarque que l'effet de la contrainte produit les décalages d'énergies  $\Delta E_{v_{hh}}$  et  $\Delta E_{v_{lh}}$  ( $\Delta E_{v_{lh}} < \Delta E_{v_{hh}}$ ).

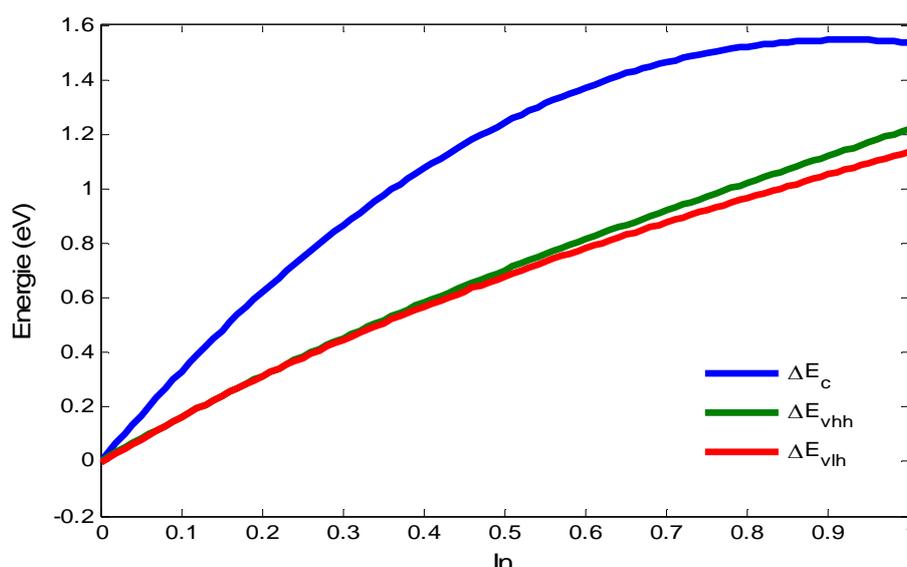


Figure 3.6. Variation du décalage d'énergie ( $\Delta E_{V_{hh}}$ ,  $\Delta E_{V_{lh}}$ ,  $\Delta E_C$ ) de la barrière de potentiel dans la bande de conduction et dans la bande de valence en fonction de la concentration de l'indium.

Les figure 3.7 (a, b, c) montres la variation des énergies de quantifications des porteurs dans le puits quantique à base de  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  en fonction de la largeur du puits pour différentes concentrations d'indium. On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$ , induit une diminution de l'énergie de quantification.

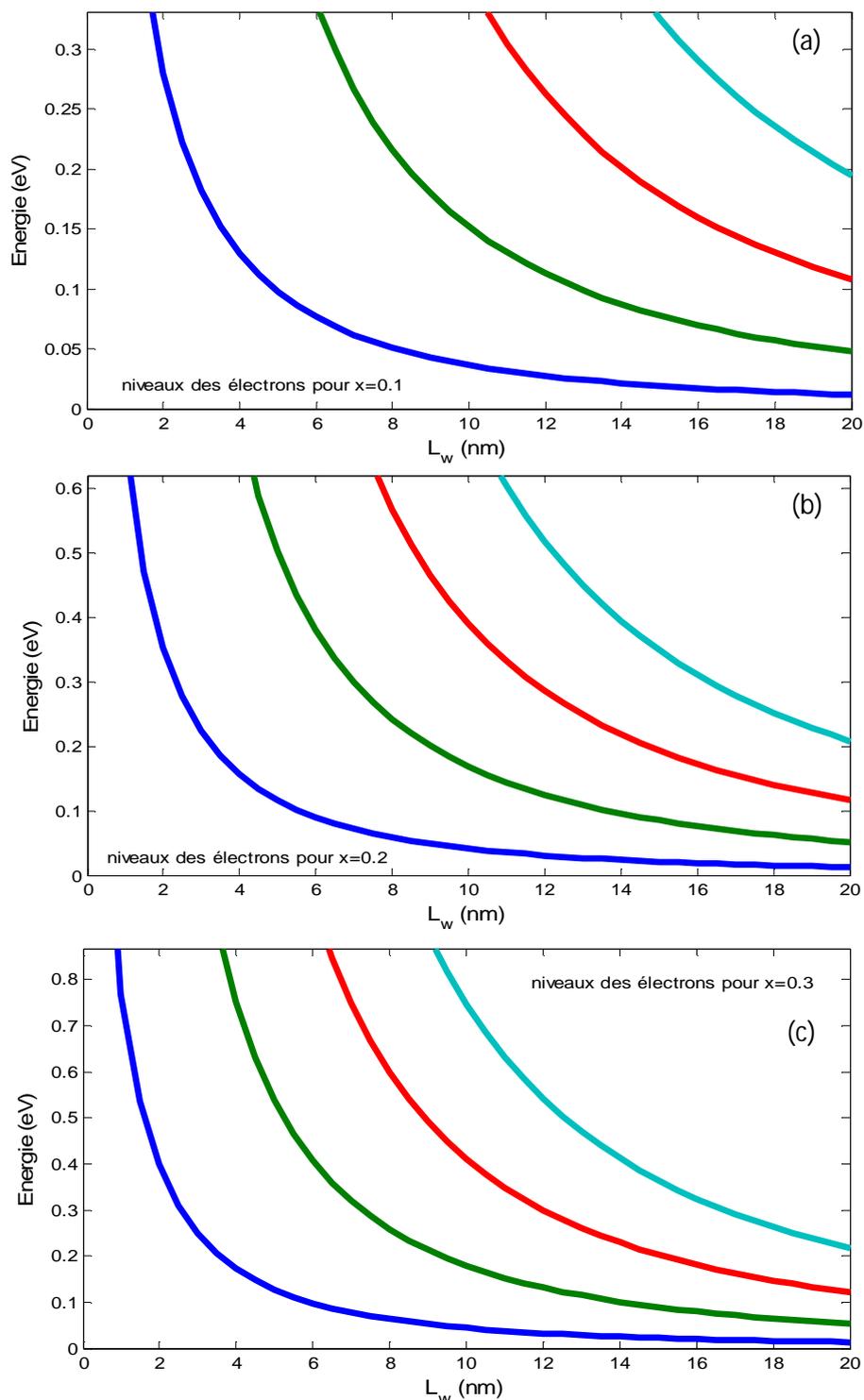


Figure 3.7 (a,b,c). Variation des énergies de quantifications des porteurs dans le puits quantique : (a)  $x=0.1$ , (b)  $x=0.2$ , (c)  $x=0.3$ .

Les figure 3.8 (a, b, c) représentent la variation des énergies de quantifications des trous lourds dans le puits quantique à base de  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  en fonction de la largeur du puits  $L_w$  pour différentes concentrations d'indium. On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$ , provoque une diminution de l'énergie de quantification.

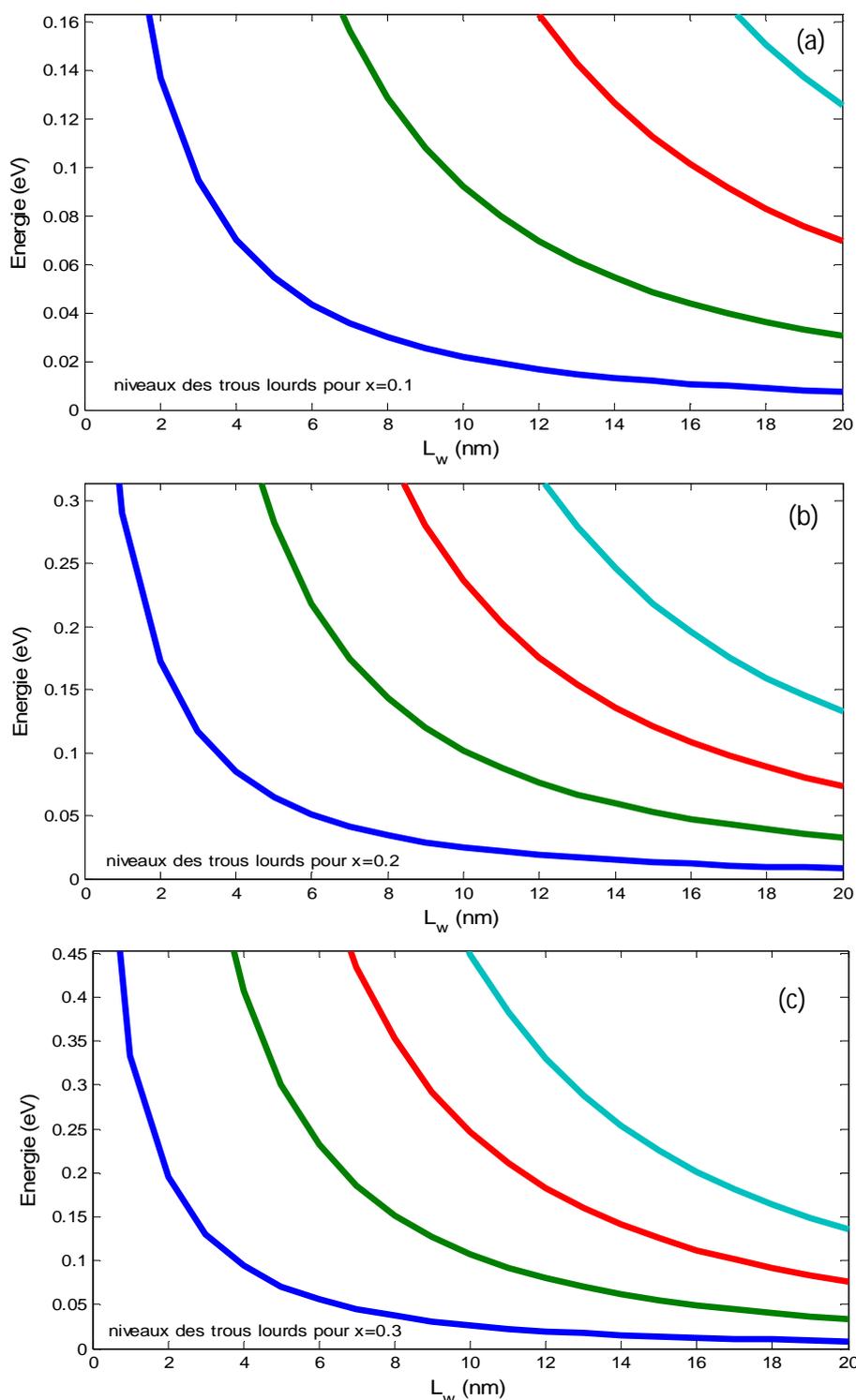


Figure 3.8 (a,b,c). la variation des énergies de quantifications des trous lourds en fonction de la largeur du puits  $L_w$  : (a)  $x=0.1$ , (b)  $x=0.2$ , (c)  $x=0.3$ .

Les figure 3.9 (a, b, c) illustres la variation des énergies de transitions entre la bande de conduction et celle des trous lourds dans le puits quantique à base  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  en fonction de la largeur du puits pour différentes concentrations d'indium. On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$ , cause la diminution de l'énergie de transition.

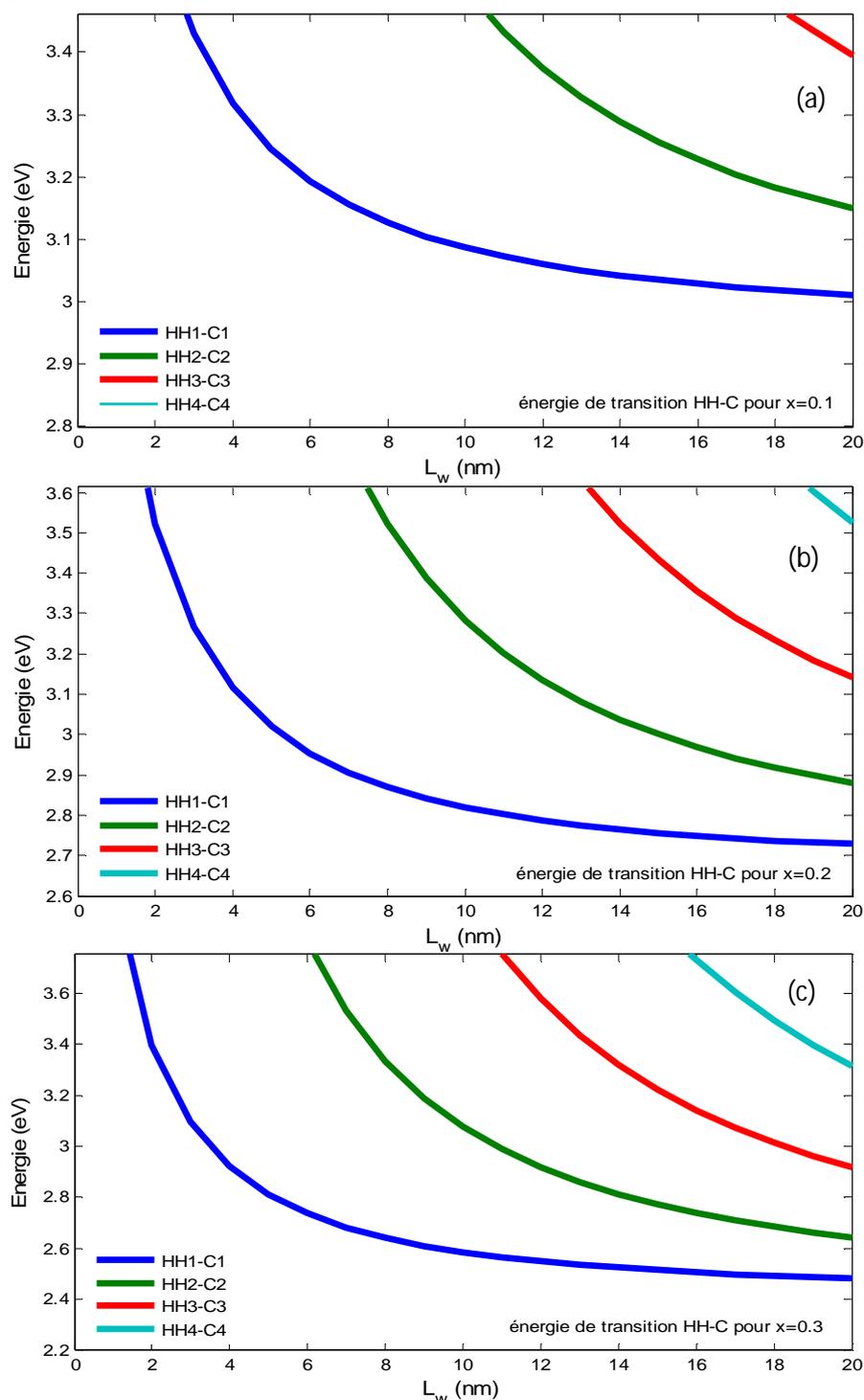


Figure 3.9 (a,b,c). Variation des énergies de transition entre la bande de conduction et la bande des trous lourds en fonction de la largeur de puits  $L_w$  : (a)  $x=0.1$ , (b)  $x=0.2$ , (c)  $x=0.3$ .

Les figures 3.10 (a, b, c) représentent la variation des longueurs d'ondes d'émissions en fonction de la largeur du puits quantique  $L_w$  pour différentes concentrations d'indium. On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$  induit une augmentation de la longueur d'onde.

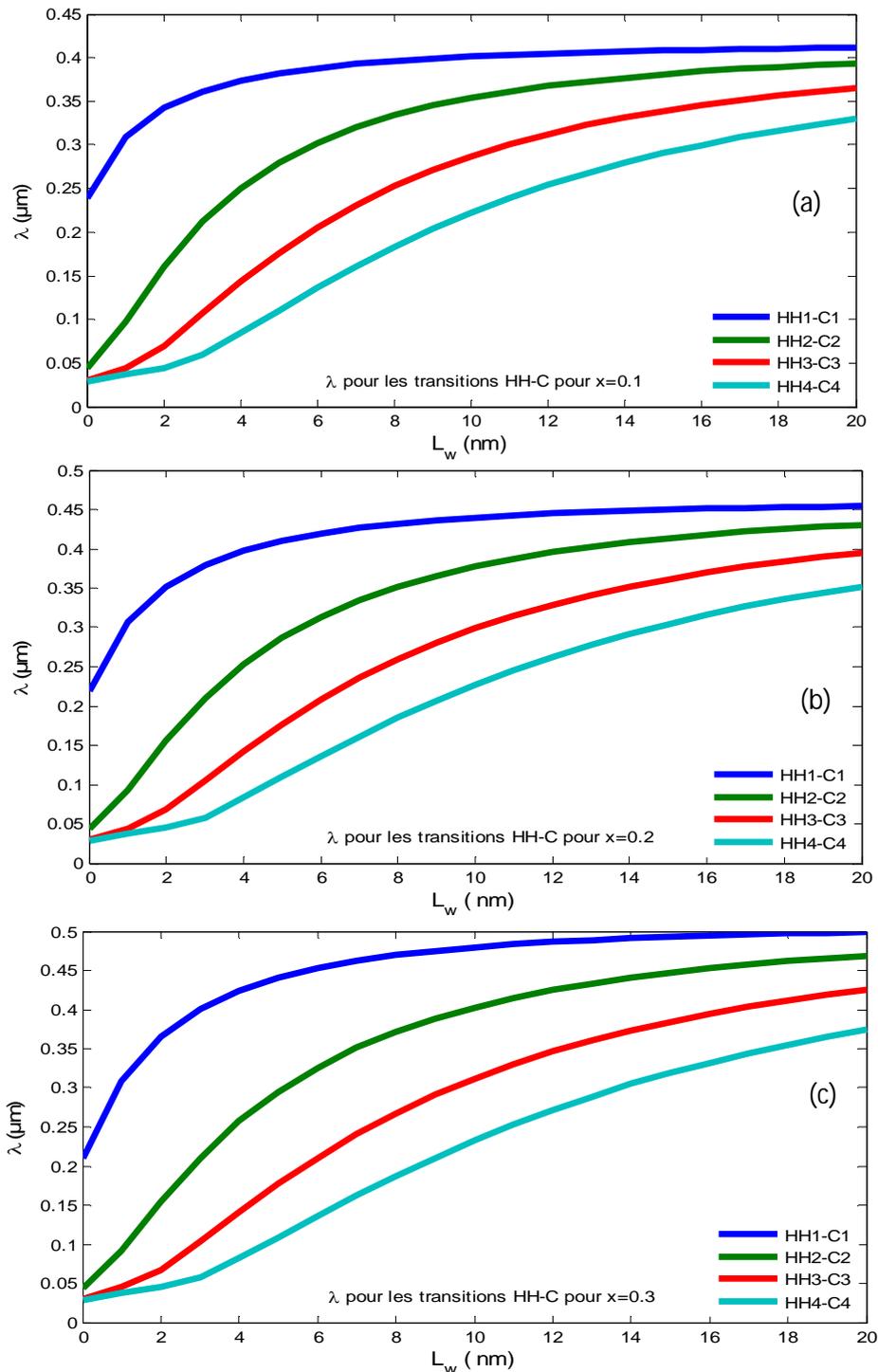


Figure 3.10 (a,b,c). Variation des longueurs d'ondes d'émissions en fonction de la largeur du puits quantique  $L_w$  : (a)  $x=0.1$ , (b)  $x=0.2$ , (c)  $x=0.3$ .

La figure 3.11 illustre la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes densités de porteurs injectés  $N$  pour une largeur de puits  $e$   $L=6\text{nm}$ , concentration d'indium  $x=0,3$ . On relève que le gain optique accroît avec l'augmentation de la densité des porteurs injectés pour atteindre la saturation à  $10^{18}\text{cm}^{-3}$ . On constate que plus l'injection des porteurs est importante plus la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  diminue (figure 3.12).

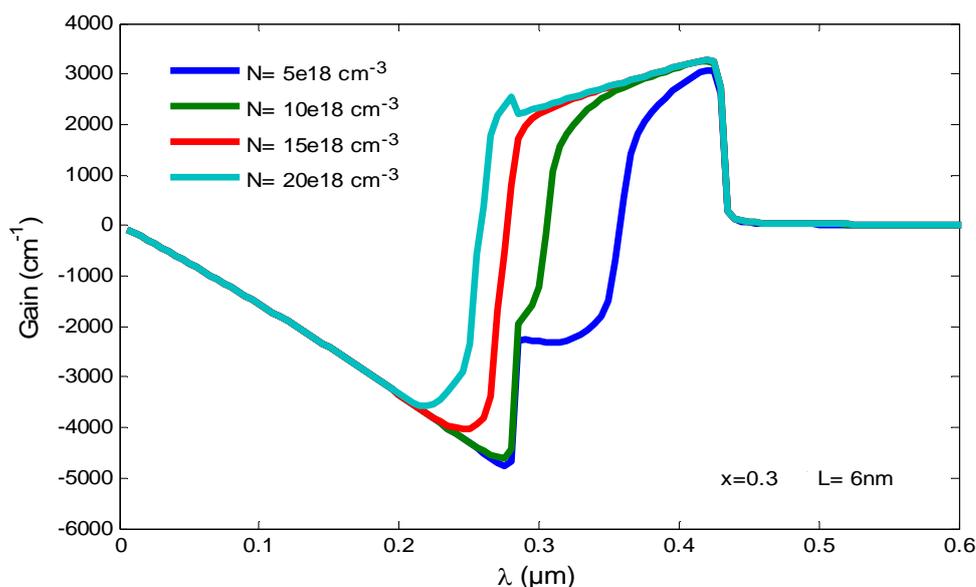


Figure 3.11. Variation du gain optique pour différentes densités de porteurs injectés.

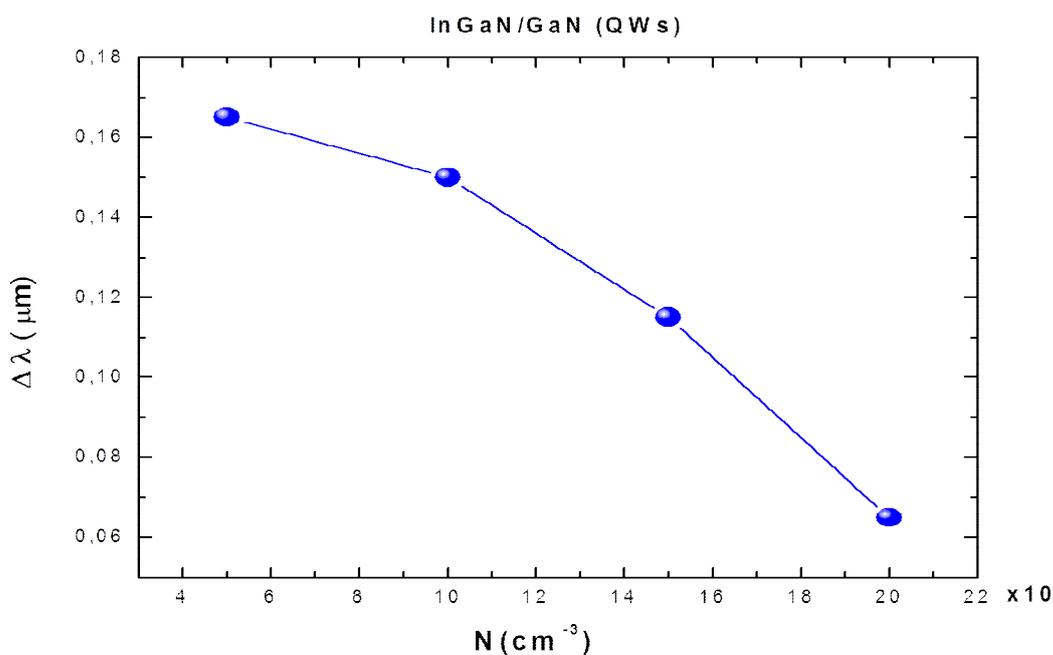


Figure 3.12. Variation de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  en fonction de l'injection des porteurs  $N$ .

La figure 3.13 illustre la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde de démission pour plusieurs largeurs de puits quantiques avec une densité de porteurs injectés  $N=5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  a une température  $T=300\text{K}$  et une concentration indium  $x=0.3$ . On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$  induit une diminution du gain optique et d'une autre part l'augmentation de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  (figure 3.14).

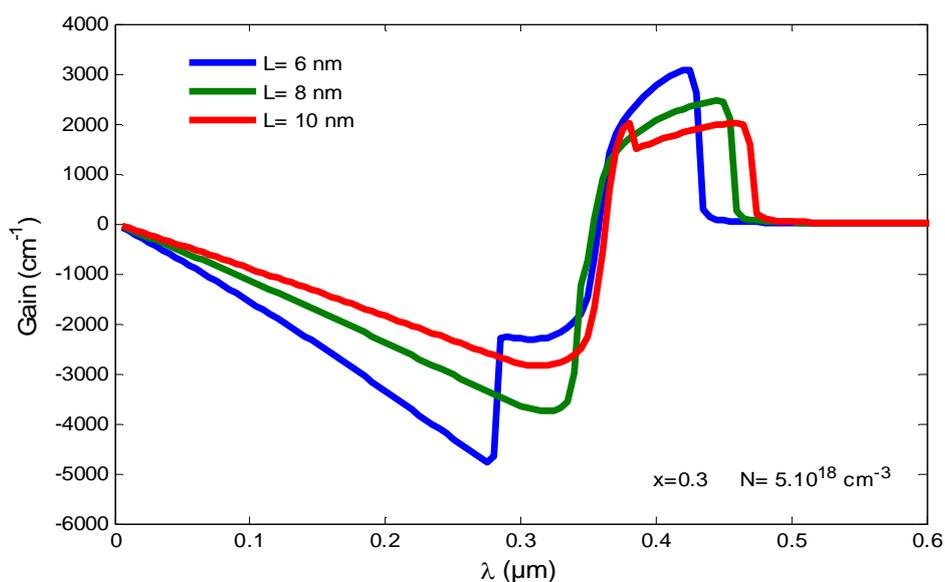


Figure 3.13. Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde de démission pour différentes largeurs du puits quantique InGaN/GaN.

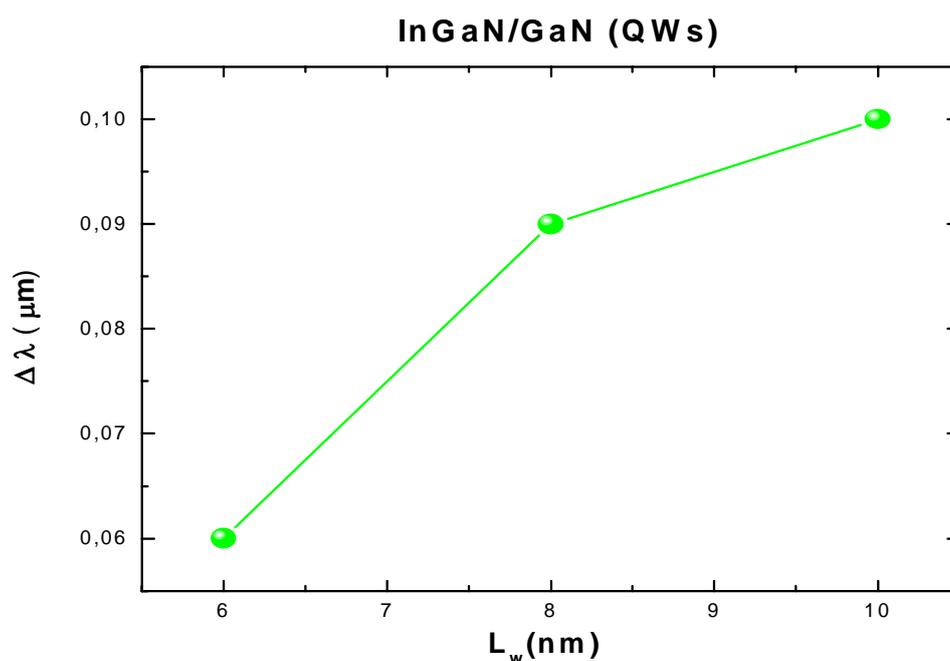


Figure 3.14. Variation de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  en fonction de la largeur du puits quantique  $L_w$ .

La figure 3.15 représente la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde de démission pour plusieurs concentrations de l'indium dans la couche active InGaN avec une densité de porteurs injectés  $N=5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  a une température  $T=300\text{K}$  et une largeur de puits  $L=6 \text{ nm}$ .

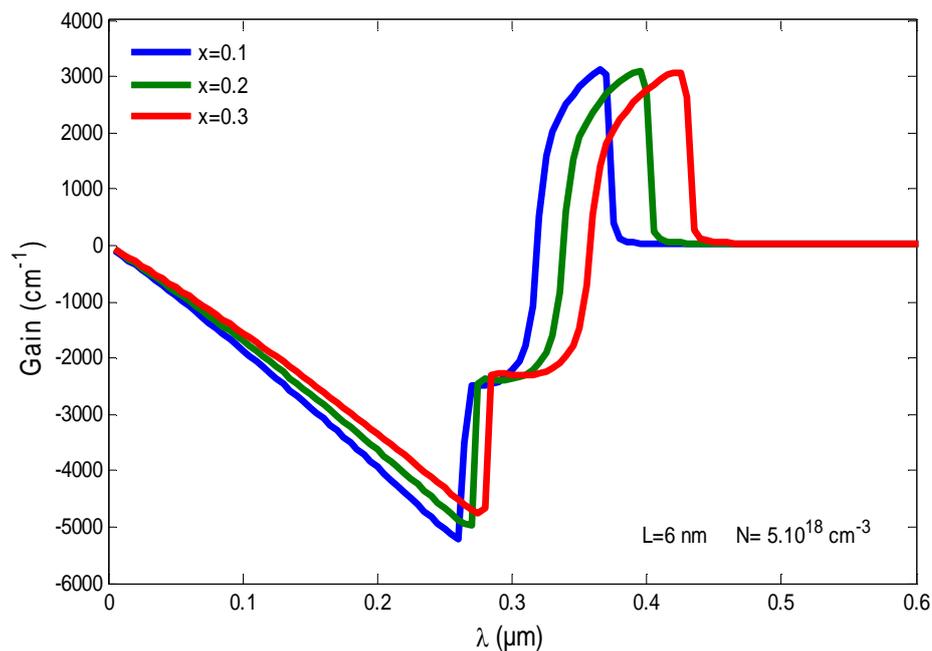


Figure 3.15. Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde de démission pour différentes concentrations de l'indium.

On remarque que l'augmentation de la concentration d'indium induit une augmentation de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  et un décalage du gain optique vers des longueurs d'onde plus supérieures.

3.2.2 Pour la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$

La figure 3.16 représente la variation du paramètre de maille de la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  en fonction de la concentration de l'indium ( $a_{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}}$ ). Pour une concentration  $x=0.1$  le paramètre de maille vaut  $5.694(\text{\AA})$  et lorsque la concentration de l'indium atteint  $x=0.4$  le paramètre de maille vaut  $5.815(\text{\AA})$ . On remarque alors une augmentation du paramètre de maille avec  $\Delta a=0.121(\text{\AA})$ .

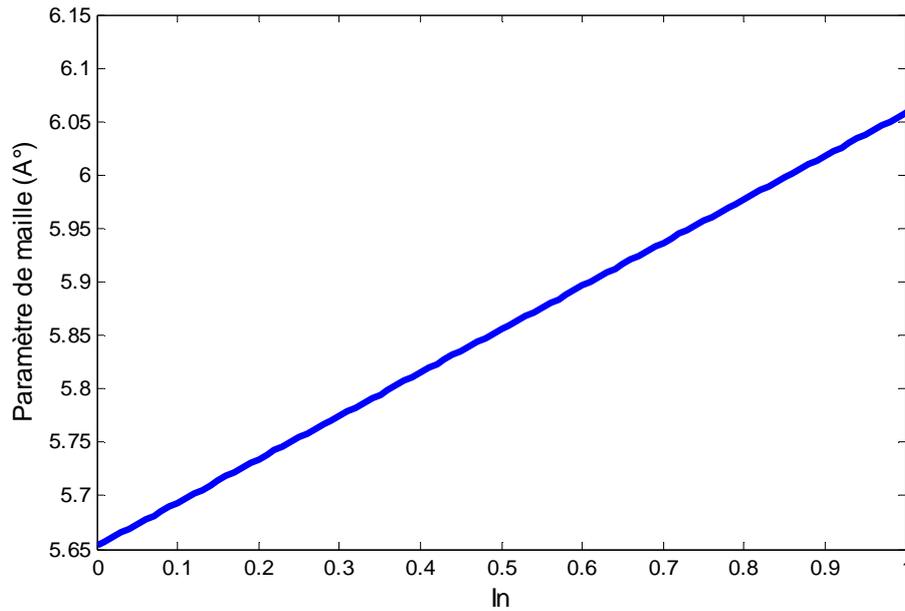


Figure 3.16. Variation du paramètre de maille de la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  en fonction de la concentration de l'indium ( $x$ ).

La figure 3.17 illustre la variation du désaccord de maille  $\varepsilon$  en fonction de la concentration de l'indium de la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ .

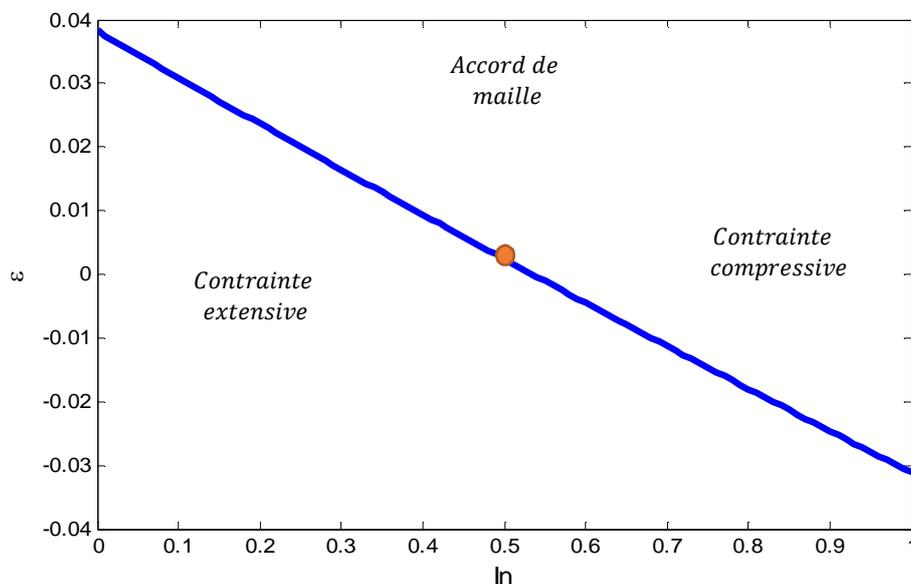


Figure 3.17. Variation du désaccord de maille  $\varepsilon$  en fonction de la concentration d'indium.

Pour une concentration de l'indium  $x=0.1$  on relève un désaccord de maille  $\varepsilon= 3\%$ , une contrainte existe pour  $x<0.53$  et  $x>0.53$ . Lorsque la concentration atteint  $x=0.3$  la valeur du désaccord de maille vaut  $\varepsilon =1\%$  jusqu'à en atteindre la valeur  $x= 0.53$  ou la valeur du désaccord de maille est nulle  $\varepsilon= 0\%$  .On déduit alors que l'augmentation de la concentration de l'indium induit une diminution du désaccord de maille avec  $\Delta\varepsilon =2\%$ .On remarque que quand la concentration d'indium dépasse  $x=0.53$  on a une augmentation du désaccord de maille,  $x=0.7$  on a  $\varepsilon =1\%$  et et quand on atteint un concentration de  $x=0.9$  on a  $\varepsilon =2\%$  avec  $\Delta\varepsilon=1\%$ .

La figure 3.18 représente l'évolution de l'épaisseur critique en fonction de la concentration d'indium de la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  . On a deux contraintes l'une en compression ( $x>0.53$ ) et l'autre en tension ( $x<0.53$ ). Pour une concentration d'indium  $x=0.1$  l'épaisseur critique vaut  $h_c=72.43(\text{\AA})$  et en augmentant la concentration de l'indium jusqu'à atteindre  $x=0.5$  on a  $h_c=1.95.10^4(\text{\AA})$  et a  $x=0.9$  on a  $h_c=109.4(\text{\AA})$  .On constate que l'augmentation de la concentration de l'indium cause une augmentation de l'épaisseur critique jusqu'à atteindre son maximum a  $x=0.53$  et au-delà de  $x=0.53$  on remarque une diminution de l'épaisseur critique  $h_c$  . On constate alors l'existence de deux contraintes l'une en compression ( $x>0.53$ ) et l'autre en tension ( $x<0.53$ ).

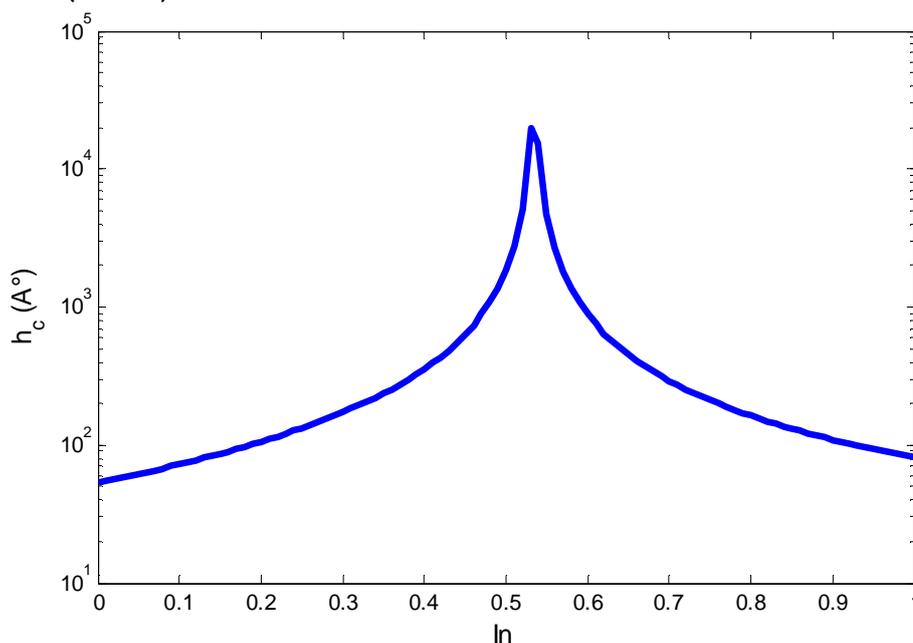


Figure 3.18. Variation de l'épaisseur critique en fonction de la concentration d'indium.

La figure 3.19 présente variation de l'énergie de la bande interdite contrainte en fonction de la concentration de l'indium. Pour une concentration d'indium de  $x=0.1$  l'énergie de la bande interdite des trous lourds vaut  $E_{g_{hh}}=1.54 eV$ . Quand on atteint une concentration de  $x=0.5$  on a  $E_{g_{hh}}=0.82eV$ . On distingue l'effet de la contrainte sur l'énergie de la bande interdite qui provoque une diminution de l'énergie de la bande interdite et rend les bandes de valence fortement anisotropes  $\Delta E_{g_{hh}}=0.72eV$ .

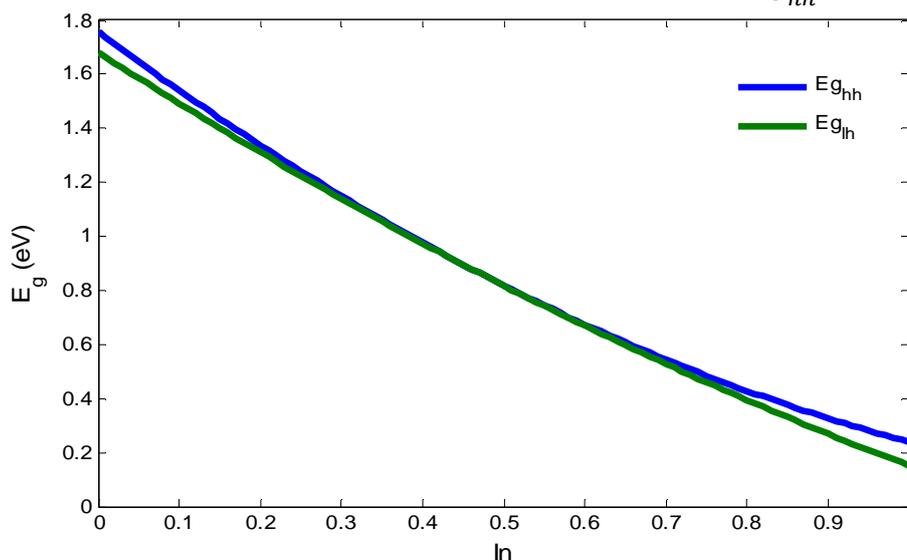


Figure 3.19. Variation de l'énergie de la bande interdite de la structure contrainte InGaAs/InP en fonction de la concentration de l'indium.

La figure 3.20 illustre la variation du décalage d'énergie ( $\Delta E_{V_{hh}}, \Delta E_{V_{lh}}, \Delta E_{C_i}$ ) de la barrière de potentiel dans la bande de conduction et dans la bande de valence.

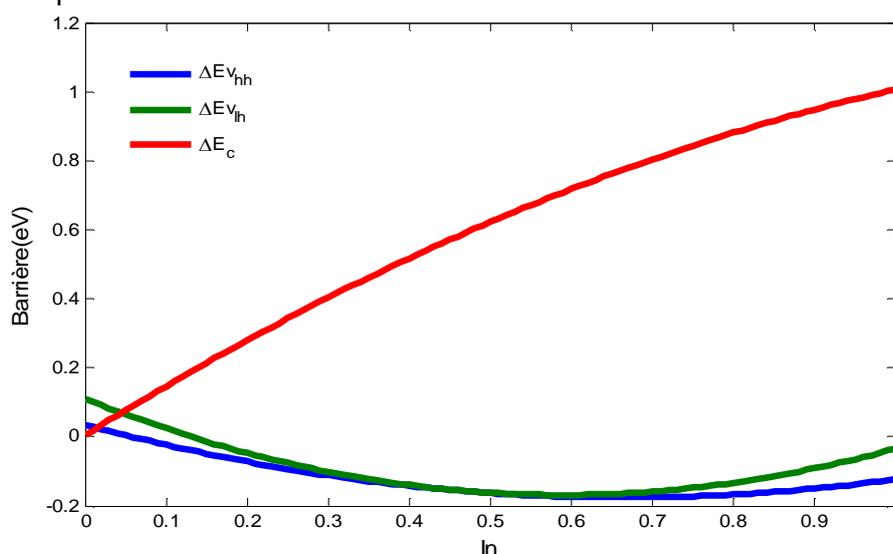
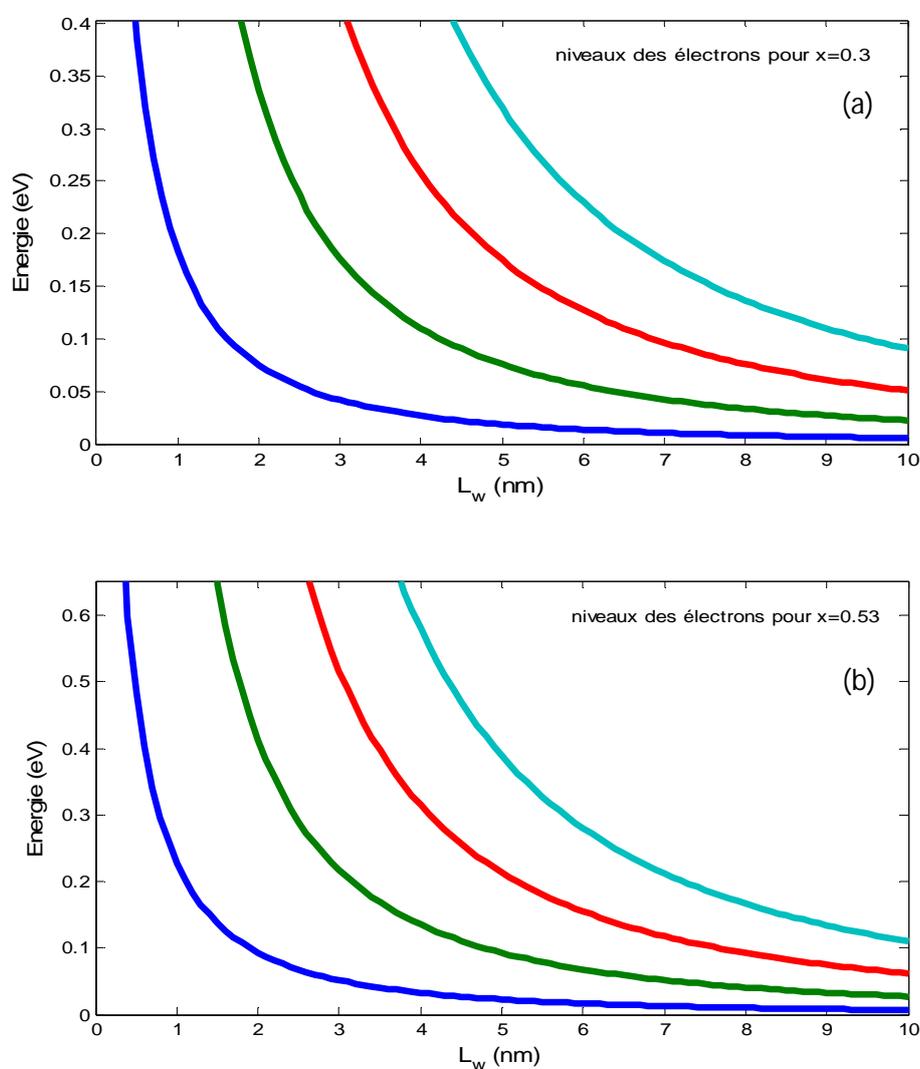


Figure 3.20. Variation du décalage d'énergie ( $\Delta E_{V_{hh}}, \Delta E_{V_{lh}}, \Delta E_{C_i}$ ) de la barrière de potentiel dans la bande de conduction et dans la bande de valence en fonction de la concentration de l'indium.

On note que l'augmentation de la concentration de l'indium induit une augmentation du décalage d'énergie  $\Delta E_C$  et la diminution des décalages d'énergies  $\Delta E_{v_{hh}}$ ,  $\Delta E_{v_{lh}}$ . Pour la barrière de potentiel dans la bande de valence, d'après nos résultats on remarque que l'effet de la contrainte produit les décalages d'énergies  $\Delta E_{v_{hh}}$  et  $\Delta E_{v_{lh}}$  ( $\Delta E_{v_{hh}} < \Delta E_{v_{lh}}$ ).

Les figure 3.21 (a, b, c) montres la variation des énergies de quantifications des porteurs dans le puits quantique à base de  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  en fonction de la largeur du puits pour différentes concentrations d'indium. On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$ , induit une diminution de l'énergie de quantification.



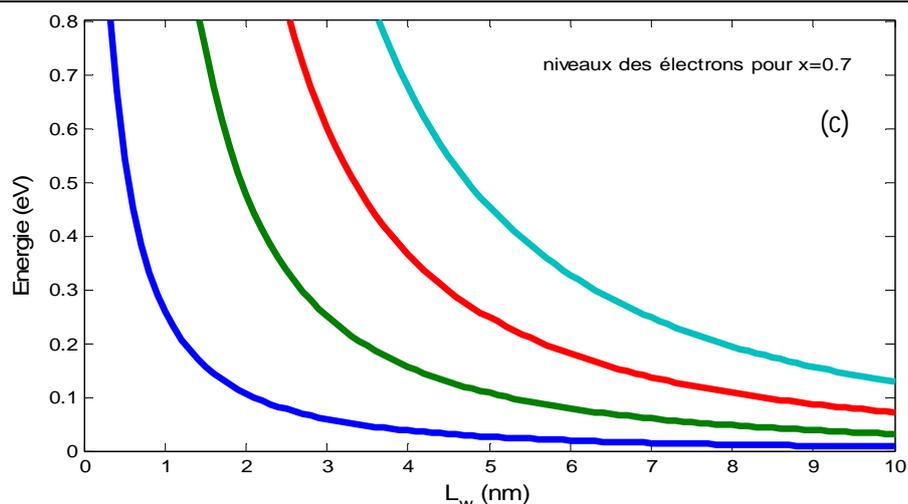
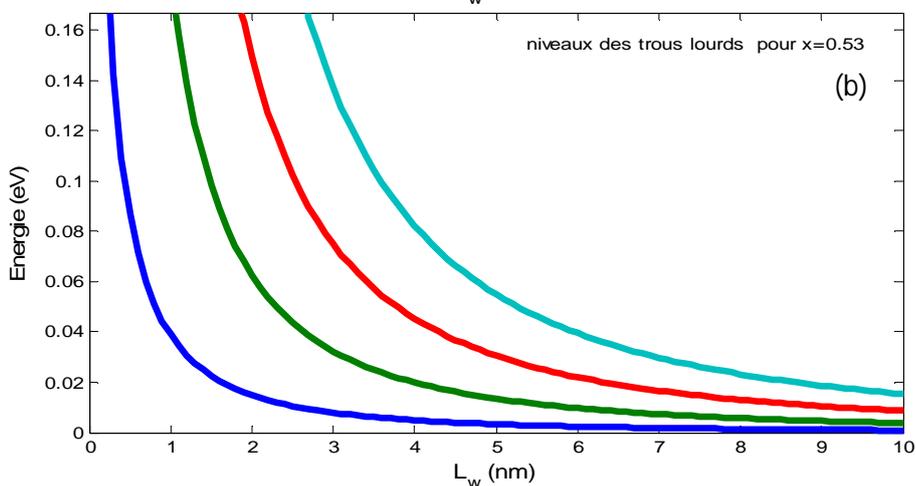
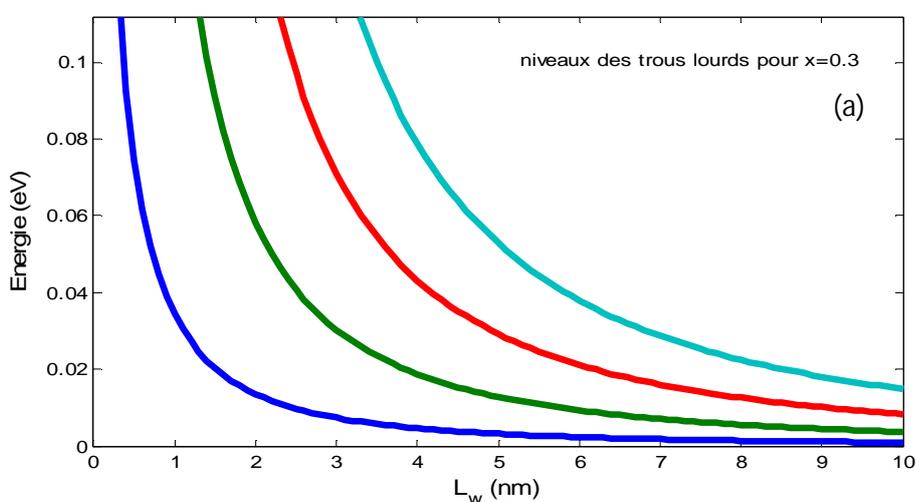


Figure 3.21 (a,b,c). Variation des énergies de quantifications des porteurs dans le puits quantique : (a)  $x=0.3$ , (b)  $x=0.53$  (c)  $x=0.7$ .

Les figure 3.22 (a, b, c) représentent la variation des énergies de quantifications des trous lourds dans le puits quantique à base de  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  en fonction de la largeur du puits  $L_w$  pour différentes concentrations d'indium. On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$ , provoque une diminution de l'énergie de quantification.



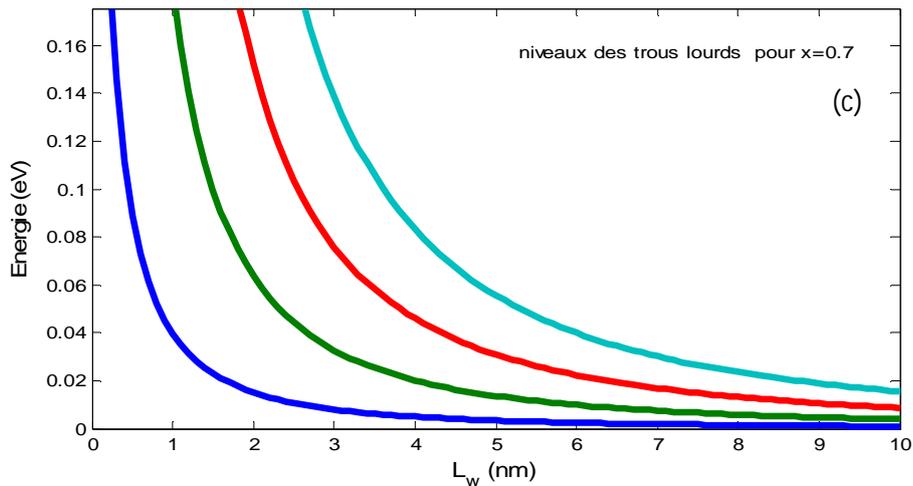
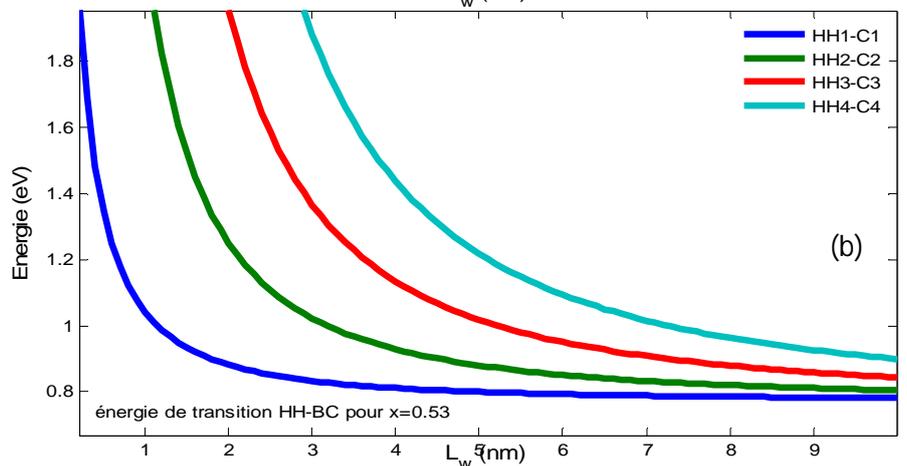
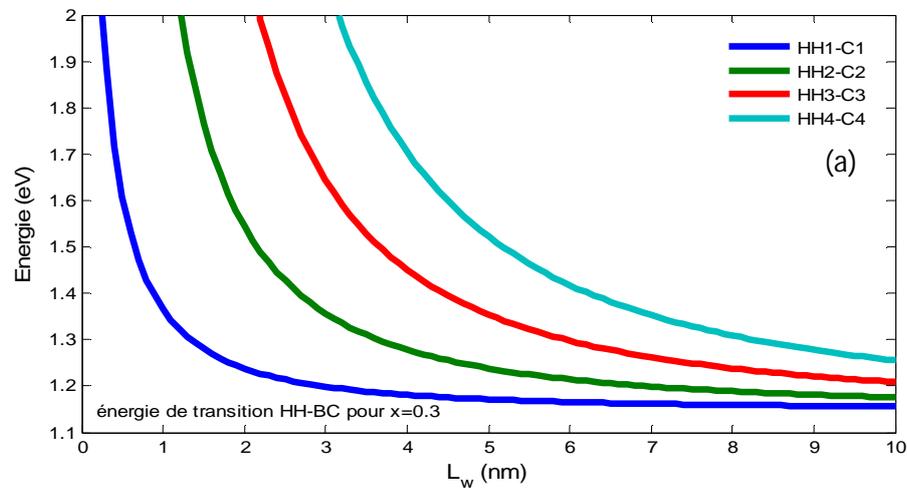


Figure 3.22 (a,b,c). la variation des énergies de quantifications des trous lourds en fonction de la largeur du puits  $L_w$  : (a)  $x=0.3$ , (b)  $x=0.53$ , (c)  $x=0.7$ .

Les figure 3.23 (a, b, c) illustres la variation des énergies de transitions entre la bande de conduction et celle des trous lourds dans le puits quantique à base de  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  en fonction de la largeur du puits pour différentes concentrations d'indium. On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$ , cause la diminution de l'énergie de transition.



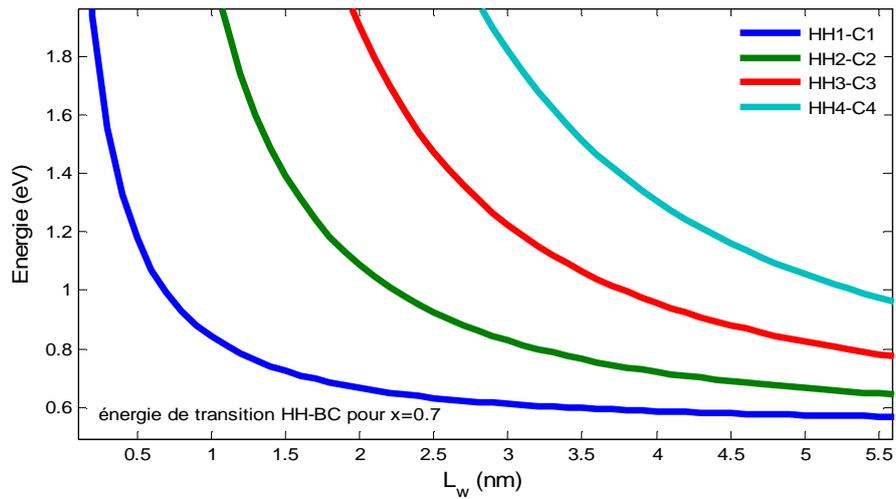
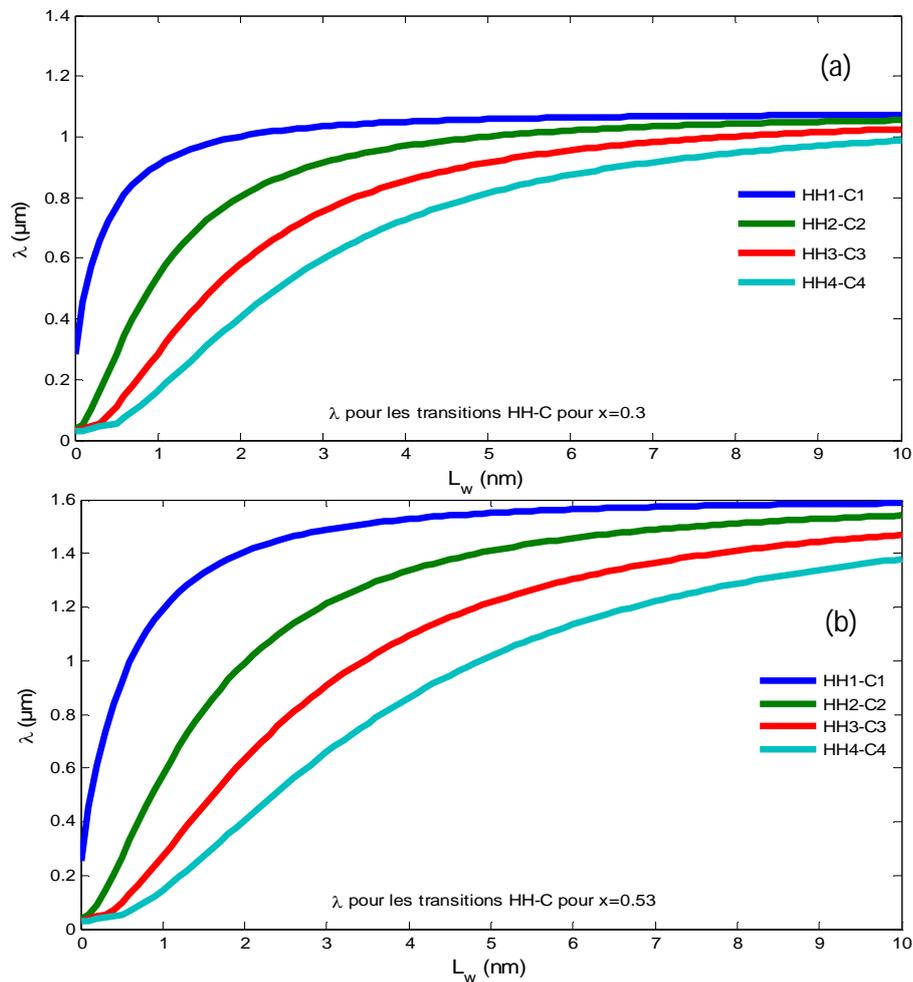


Figure 3.23 (a,b,c). Variation des énergies de transition entre la bande de conduction et la bande des trous lourds en fonction de la largeur de puits  $L_w$  : (a)  $x=0.3$ , (b)  $x=0.53$ , (c)  $x=0.7$ .

Les figures 3.24 (a, b, c) représentent la variation des longueurs d'ondes d'émissions en fonction de la largeur du puits quantique  $L_w$  pour différentes concentrations d'indium. On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$  induit une augmentation de la longueur d'onde.



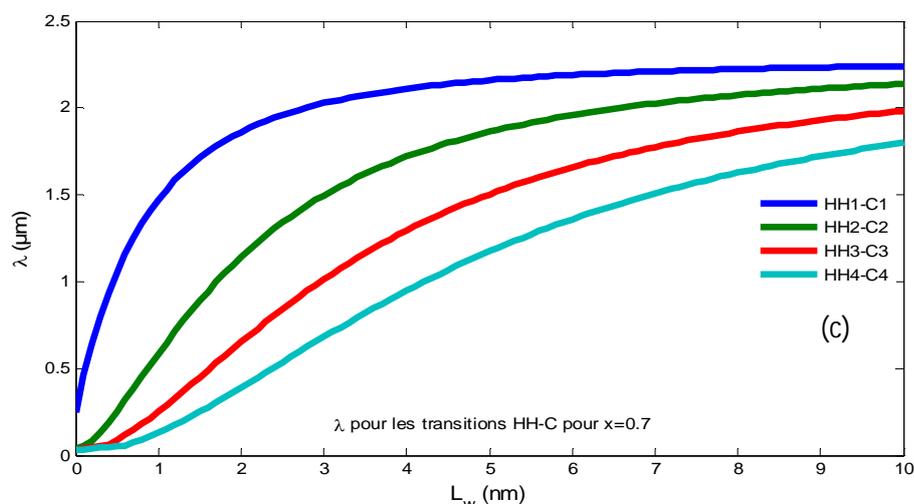


Figure 3.24 (a,b,c). variation des longueurs d'ondes d'émissions en fonction de la largeur du puits quantique  $L_w$  : (a)  $x=0.3$ , (b)  $x=0.53$ , (c)  $x=0.7$ .

La figure 3.25 illustre la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes densités de porteurs injectés  $N$  pour une largeur de puits  $e$   $L=6\text{nm}$ , concentration d'indium  $x=0,6$  a une température  $T=300\text{K}$ . On relève que le gain optique accroît avec l'augmentation de la densité des porteurs injectés pour atteindre la saturation à  $5 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ . On constate que plus l'injection des porteurs est importante plus la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  diminue (figure 3.26).

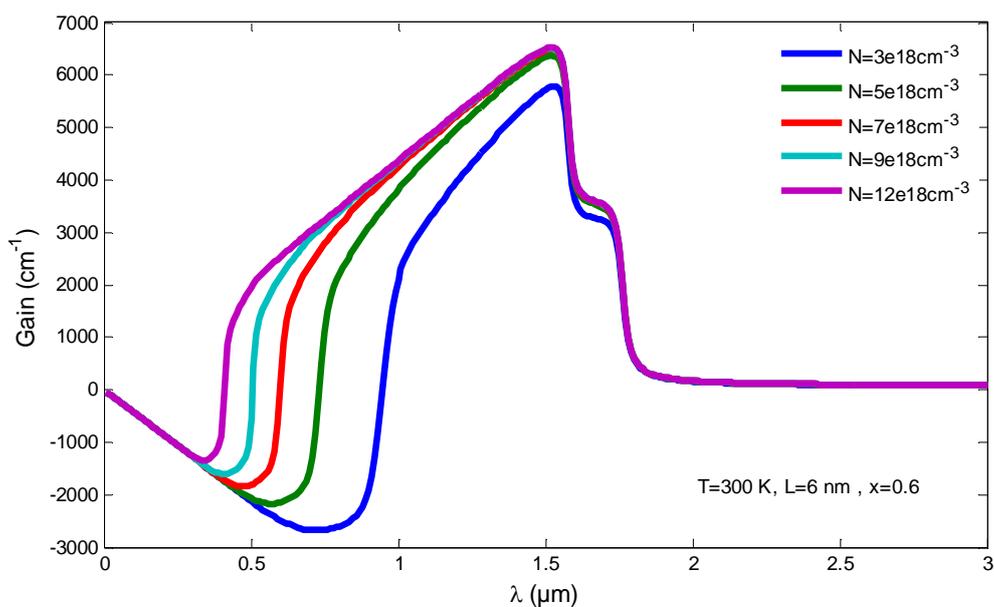


Figure 3.25. Variation du gain optique pour différentes densités de porteurs injectés.

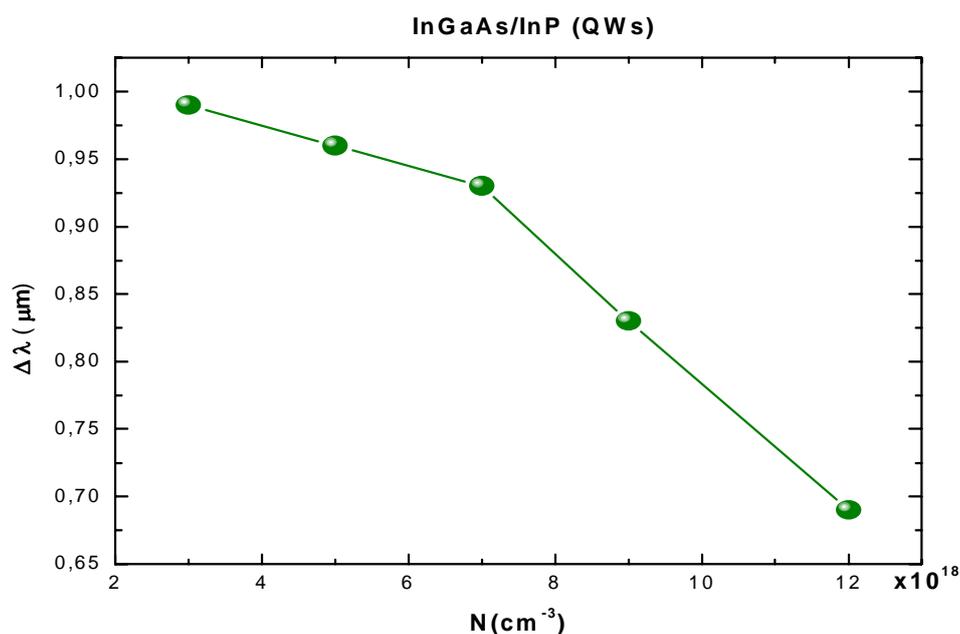


Figure 3.26. Variation de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  en fonction de l'injection des porteurs  $N$ .

La figure 3.27 illustre la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour plusieurs largeurs de puits quantiques avec une densité de porteurs injectés  $N=5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  à une température  $T=300\text{K}$  et une concentration indium  $x=0.3$ . On remarque que l'augmentation de la largeur du puits  $L_w$  induit une diminution du gain optique et d'une autre part l'augmentation de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  (figure 3.28).

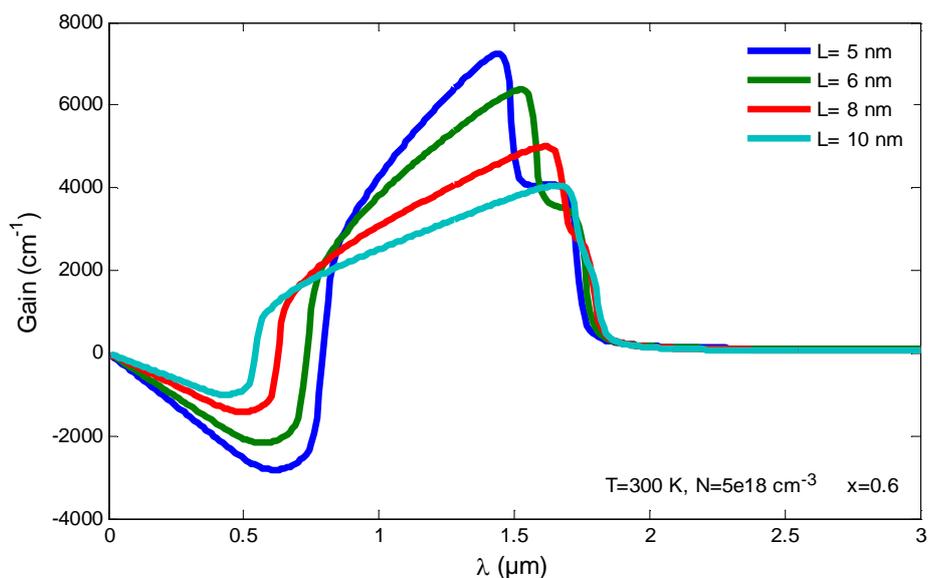


Figure 3.27. Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes largeurs du puits quantique InGaAs/InP.

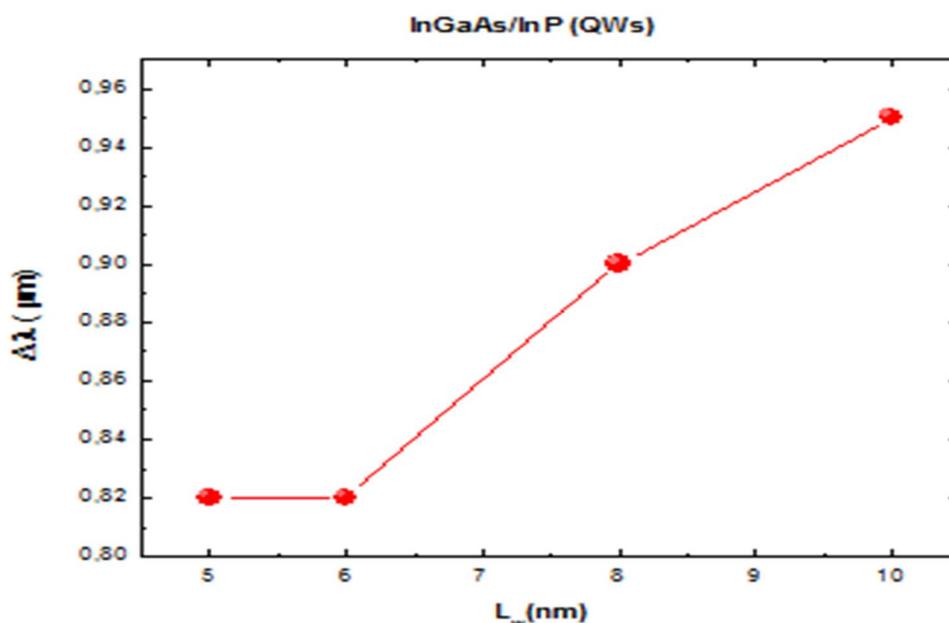


Figure 3.28. Variation de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  en fonction de la largeur du puits quantique  $L_w$ .

La figure 3.29 représente la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde de émission pour plusieurs concentrations de l'indium dans la couche active  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  avec une densité de porteurs injectés  $N=5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  a une température  $T=300\text{K}$  et une largeur de puits  $L=6 \text{ nm}$ . On remarque que l'augmentation de la concentration d'indium induit une augmentation de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  et un décalage du gain optique vers des longueurs d'onde plus supérieures.

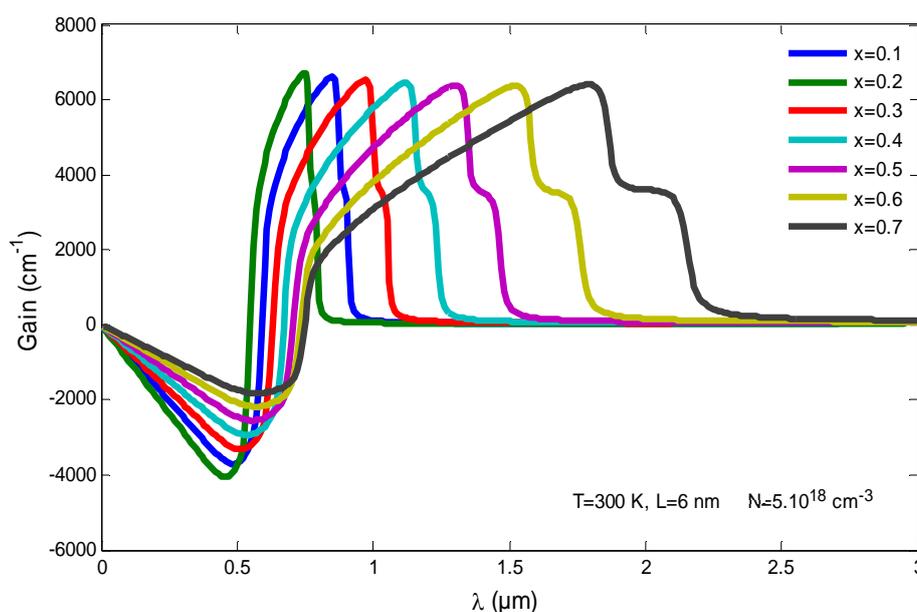


Figure 3.29. Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde de émission pour différentes concentrations de l'indium.

---

### 3.3 Conclusion

Ce troisième chapitre a été consacré à l'optimisation des concentrations de **In** et la largeur du puits quantique afin d'avoir des longueurs d'onde d'émission exploitables et adaptées à la télécommunication optique. Au début on a étudié l'effet de l'insertion de l'indium sur les propriétés physique des deux structures InGaAs/InP et InGaN/GaN. Pour la structure InGaAs/InP ; la contrainte est très importante que celle de la structure InGaN/GaN donc une épaisseur critique élevée. La simulation des barrières de potentiel dans les deux structures montre que le confinement des porteurs pour la structure InGaN/GaN est plus important que la 2<sup>ème</sup> structure. Ensuite, on a procédé à la quantification des niveaux énergétiques des électrons et des trous lourds ainsi que le calcul de la bande interdite, et l'effet de l'incorporation de l'indium réduit la valeur de la bande interdite et l'augmentation des énergies de transitions. Pour finir on peut dire que la longueur d'onde 1.55  $\mu\text{m}$  a été obtenue pour la structure InGaAs/InP avec une largeur de puits faible.

## Conclusion générale

---

L'objectif du travail présenté dans ce manuscrit a été de procéder à une étude théorique d'optimisation et de faisabilité de Nano-composants Lasers à puits quantiques basés sur la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  et la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$  fonctionnant à 1550nm, particulièrement pour des applications aux télécommunications.

Dans un premier temps, nous avons présenté des généralités sur les matériaux semi-conducteurs III-V et leurs avantages par rapport aux matériaux en silicium. Nous avons étudié les propriétés physiques et électroniques des semi-conducteurs III-V, les différentes hétéro-structures qui peuvent être formées à partir de ces alliages, l'énergie de la bande interdite et les masses effectives des électrons et des trous et les différents paramètres avec une description sur les principes du laser, son fonctionnement et ses composantes.

Le deuxième chapitre a été consacré aux structures à puits quantiques contraints à base de matériaux III-V où on a présenté brièvement la théorie nécessaire à la compréhension et la détermination des différentes caractéristiques de ce type de structures comme l'effet de la contrainte sur le puits quantiques et le gain. Nous avons pris en considération des modèles mathématiques d'un point de vue théorique, des équations de base du semi-conducteur gérés par les modèles physiques nécessaires pour la simulation.

Le troisième chapitre a fait l'objet de discussion des résultats obtenus de la simulation faite sur le logiciel MATLAB. Ces résultats étant en bon accord avec les résultats expérimentaux, nous ont permis de conclure que l'incorporation d'indium permet une augmentation des paramètres de maille et de l'énergie de quantification des électrons

et des trous lourds. Par la suite nous avons calculé l'épaisseur critique de la couche active, l'énergie de transition et la longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur de Puits, nous avons vu que la longueur d'onde  $1.55\mu\text{m}$  privilégiée pour les télécommunications optiques peut être atteinte avec le ternaire  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Enfin la détermination du gain optique dont l'ensemble des résultats obtenus nous a permis de mieux comprendre l'influence des différents paramètres de la structure sur le gain optique, notamment l'augmentation des concentrations qui provoquent un décalage du gain vers  $1.55\mu\text{m}$  pour la structure  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , l'injection qui augmente le gain et la largeur du puits qui contribue à l'élargissement du décalage spectrale à cause de la diminution de l'espacement entre les niveaux quantifiés.

Ce travail m'a permis, d'une part d'approfondir les connaissances et le savoir-faire acquis durant les années de ma formation, et d'autre part, de préparer mon intégration à la vie professionnelle. Ce travail pourrait être complété et poursuivi sous différents notions et concepts, tels que : le gain seuil, la puissance rayonnée, la densité de courant de seuil et application pour la détection et Application pour les multi-puits quantiques, les nano-files ,les boites quantiques.

## ANNEXE A

### A.1 Tableau périodique de Mendeleïev

Tableau A.1. Tableau périodique de Mendeleïev des éléments [54].

GROUPE																		18 VIIIA							
1 IA		2 IIA												13 IIIA		14 IVA		15 VA		16 VIA		17 VIIA		18 VIIIA	
1	1.008																	2	4.0026						
1	H																	2	He						
	HYDROGÈNE																		HELIUM						
2	3 6.94	4 9.0122											5 10.81	6 12.011	7 14.007	8 15.999	9 18.998	10 20.180							
2	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne							
	LITHIUM	BÉRYLLIUM											BORE	CARBONE	AZOTE	OXYGÈNE	FLUOR	NÉON							
3	11 22.990	12 24.305											13 26.982	14 28.085	15 30.974	16 32.06	17 35.45	18 39.948							
3	Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar							
	SODIUM	MAGNÉSIMUM											ALUMINIUM	SILICIUM	PHOSPHORE	SOUFRE	CHLORE	ARGON							
4	19 39.098	20 40.078	21 44.956	22 47.867	23 50.942	24 51.996	25 54.938	26 55.845	27 58.933	28 58.693	29 63.546	30 65.38	31 69.723	32 72.64	33 74.922	34 78.971	35 79.904	36 83.798							
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr							
	POTASSIUM	CALCIUM	SCANDIUM	TITANE	VANADIUM	CHROME	MANGANÈSE	FER	COBALT	NICKEL	CUIVRE	ZINC	GALLIUM	GERMANIUM	ARSENIC	SELENIUM	BROME	KRYPTON							
5	37 85.468	38 87.62	39 88.906	40 91.224	41 92.906	42 95.95	43 (98)	44 101.07	45 102.91	46 106.42	47 107.87	48 112.41	49 114.82	50 118.71	51 121.76	52 127.60	53 126.90	54 131.29							
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe							
	RUBIDIUM	STRONTIUM	YTRIUM	ZIRCONIUM	NIOBIUM	MOLYBDÈNE	TECHNÉTIUM	RUTHÉNIUM	RHODIUM	PALLADIUM	ARGENT	CADMIUM	INDIUM	ÉTAIN	ANTIMOINE	TELLEURE	IODE	XÉNON							
6	55 132.91	56 137.33	57-71	72 178.49	73 180.95	74 183.84	75 186.21	76 190.23	77 192.22	78 195.08	79 196.97	80 200.59	81 204.38	82 207.2	83 208.98	84 (209)	85 (210)	86 (222)							
6	Cs	Ba	La-Lu	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn							
	CÉSURIUM	BARYUM	Lanthanides	HAFNIUM	TANTALE	TUNGSTÈNE	RHÉNIUM	OSMIUM	IRIDIUM	PLATINE	OR	MERCURE	THALLIUM	PLOMB	BISMUTH	POLONIUM	ASTATE	RADON							
7	87 (223)	88 (226)	89-103	104 (267)	105 (288)	106 (271)	107 (272)	108 (277)	109 (276)	110 (281)	111 (280)	112 (285)	113 (285)	114 (287)	115 (289)	116 (291)	117 (294)	118 (294)							
7	Fr	Ra	Ac-Lr	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Nh	Fl	Mc	Lv	Ts	Og							
	FRANCIUM	RADIUM	Actinides	RUTHERFORDIUM	DUBNIUM	SEABORGIUM	BOHRILIUM	HASSIUM	MEITNERIUM	DARMSHTADTIUM	ROENTGENIUM	COPERNICIUM	NIHONIUM	FLÉROVIUM	MOSCOVIUM	LIVERMORIUM	TENNESSE	OGANESSON							

LANTHANIDES														
57 138.91	58 140.12	59 140.91	60 144.24	61 (145)	62 150.36	63 151.96	64 157.25	65 158.93	66 162.50	67 164.93	68 167.26	69 168.93	70 173.05	71 174.97
La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
LANTHANE	CÉRIUM	PRASÉODYME	NÉODYME	PROMÉTHIUM	SAMARIUM	EUROPIUM	GADOLINIUM	TERBIUM	DYSPROSIUM	HOLMIUM	ERBIUM	THULIUM	YTTÉRIUM	LUTÉTIUM

ACTINIDES														
89 (227)	90 232.04	91 231.04	92 238.03	93 (237)	94 (244)	95 (243)	96 (247)	97 (247)	98 (251)	99 (252)	100 (257)	101 (258)	102 (259)	103 (262)
Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr
ACTINIUM	THORIUM	PROTACTINIUM	URANIUM	NEPTUNIUM	PLUTONIUM	AMÉRICIUM	CURIUM	BERKÉLIUM	CALIFORNIUM	EINSTEINIUM	FERMIUM	MENDELÉVIUM	NOBELIUM	LAWRENCIUM

Copyright © 2017 Eri Générale

## A.2 Caractéristique des matériaux massifs

Il est nécessaire de connaître un certain nombre de paramètres physiques.

Paramètre	InN	GaN	GaAs	InAs
Paramètre de maille (Å)	4.98	4.5	5.6532	6.0583
Potentiel hydrostatique de déformation de la bande de conduction $a_c$ (eV)	-1.95	-2.2	-7.17	-5.08
Potentiel hydrostatique de déformation de la bande de valence $a_v$ (eV)	-1.5	-5.2	-1.16	-1
Potentiel de déformation de cisaillement : $b$ (eV)	-1.2	-2.2	-2.0	-1.8
Constante élastique : $c_{11}$ (GPa)	187	293	1221	832.9
Constante élastique : $c_{12}$ (GPa)	125	159	566	452.6
Masse effective des électrons $m_e$ ( $m_0$ )	0.12	0.15	0.0632	0.026
L'énergie Spin orbite $\Delta_0$ (eV)	0.006	0.017	0.341	0.39
Bande interdite à 300 K $E_g$ (eV)	1.94	3.299	1.422	0.417

Tableau A.2. Paramètres physiques fondamentaux des principaux binaires III-V.

## A.3 Epitaxie :

L'épitaxie est une étape technologique consistant à faire croître du cristal sur du cristal. Étymologiquement, « épi » signifie sur et « Taxie » arrangement.

# Bibliographie

---

- [1] M.AHBOUB, A.BARHDADI, lasers et leurs applications moderne, 2014.
- [2] BENATMANE ,Etude de lasers à base de semi-conducteurs III-V, 2011.
- [3] SEGHILANI MOHAMED SEGHIR, modelisation et simulation d'une structure a multipuits quantiques a base de GaInAs(N,Sb)/GaAs
- [4]Dimitri Galayko «Introduction des composants à semi-conducteur», Unité enseignement Elec -info pour master ACSI à l'UPMC ; 2005.
- [5] DEHIMI SAID Etude de lasers à base des composés semi-conducteurs (InP, GaAs, GaP) université Ibadj Lakhdar batna, 2011.
- [6] D. G. Thomas, J. J. Hopfield, et C. J. Frosch, Phys Rev Lett 15, 857 (1965)..
- [7] D. G. Thomas, J. J. Hopfield, Phys Rev 150, 680 (1966).
- [8] J. J. Hopfield, P. J. Dean, D. G. Thomas, Phys Rev 158, 748 (1967).
- [9] J. J. Hopfield, D. G. Thomas, R. T. Lynch, Phys Rev Lett 17, 312 (1966).
- [10] L. Esaki et R. Tsu, IBM J. Res. Dev. 14, 61 ,1970.
- [11] Gerald Bastard,les éditions de physique, paris, 1988.
- [12] C. Kittel .Introduction a la physique de l'état solide, Dunode (1972).
- [13] J.S.Blakemore, Semiconducting and other major properties of gallium Arsenide, J. Appl. phys. 53(10), October 1982.
- [14] DAOUDI ATTIA Etude et simulation du gain optique d'un laser à puits quantique à base de  $Al_x Ga_{1-x}N/GaN$ . Thèse de magistère Université BLIDA, 2004.

- [15] Abderrachid BECHIRI ,effets du desordre et du substrat sur la structure electronique dans les alliages semi-conducteurs iii-v,2006.
- [16] P. Kiréev, « La Physique des semiconducteurs », édition Mir, Moscou (1975).
- [17] F. Aymerich, Phys. Rev. B26, 1968 (1982).
- [18] H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," Nature, vol. 187, pp. 493-494, 1960.
- [19] Catherine Schwob, Lucile Julien, Le laser : principe de fonctionnement Catherine Schwob, Institut des Nanosciences de Paris, UPMC/CNRS ,Laboratoire Kastler Brossel, ENS/UPMC/CNRS , 2010.
- [20] D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé-Dhaoui, Les lasers, Dunod, 2004.
- [21] A.Fisher, H.Kuhn and H.Richter New approach in equilibrium theory for strained layer relaxation. Phys. Rev. Lett. 73, 2712–2715 (1994)
- [22] Philippe Mercure Calcul de gain optique de structures à puits quantiques sous contraintes Thèse de doctorat. Ecole polytechnique de Montréal (2006).
- [23] Fondamental of photonics second edition B.E eT MC teach Asaleh.
- [24] H. Y. Fan, "Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors," Phys. Rev., vol. 82, p. 900, 1951.
- [25] J. Piprek, Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation. California : Academic Press, 2003.
- [26] Frédéric Fossard «Spectroscopie infrarouge des fils et boîtes quantiques InAs /InAlAs /InP (001) , université Paris XII Orsay; 2002.
- [27] Aouati Redha, «Etude de l'interaction électron-matière des nanostructures de l'arséniure de gallium», université Mentouri Constantine, 2011.
- [28] Brag Vinter, Optoelectrique, Emanuel Rosencher, Masson, 1998.
- [29] B,R , Nag L.R.Carley, G.Declerck,F.M.K Laassen, «Physics of quantum Well Devices», Kluwer Academic Publishers,2002.

- [30] Yann Boucher «Propriétés optiques d'empilements multicouches de semi-conducteurs III/V GaAs/AlGaAs Application à l'étude de microcavités laser à émission surfacique», université de Paris-Sud,1993.
- [31] Henry Mathieu & Harvéfanet, « physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », Dunod 4e édition, 2001.
- [32] AISSAT ABDELKADER Modélisation et calcul du gain optique et du courant de seuil d'un laser à puits quantique contraint à base de  $Ga_xIn_{1-x}As/InP$ . Thèse de magistère. Université BLIDA, 1999.
- [33] Renard, C., "Hétéro structures Antimoniures/Arséniures pour les Applications Optoélectroniques dans le Moyen Infrarouge ", université paris VII, 2005.
- [34] K. Koksai, B. G., "Critical Layer Thickness of  $GaIn(n)As(sb)$  qws on GaAs and InP Substrates for (001) and (111) Orientations". The European Physical Journal, 2009).
- [35] Ghione, G., "Semiconductor Devices for High-Speed optoelectronics, Politecnico Dtorino, Italy, Cambridge university press,2009 .
- [36] Modeling and simulation of  $Al_xGa_yIn_{1-x}LyAs/InP$  quaternary structure for photovoltaic A. Aissata,\*, M. El bey, R. Bestama, J.P. Vilcot b.
- [37] Bediar, M., "Caracteristiques des Structures Laseres a Puits Quantiques Contraints", Université de Bataba,2007.
- [38] Ghione, G., "Semiconductor Devices for High-Speed optoelectronics" ,Politecnico Dtorino,Italy,Cambridge university press,2009 .
- [39] Aghiad KHADOUR Thèse de Doctorat de l'École Polytechnique, Source d'impulsions brèves à  $1,55\mu m$  en laser à cavité verticale externe pour application à l'échantillonnage optique linéaire, 2009.
- [40] M.G.A.Bernard and G.Duraffourg,'Laser Conditions in Semiconductors', Physical Status Solidi (b), 1961.
- [41] Atomic weights of the elements 2013, Pure Appl. Chem., 88, 265-291, 2016.