

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 حطاب البليدة  
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا  
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك  
Département d'Électronique



## Mémoire de Projet de Fin d'Études

présenté par

KHELIFI ZAHRA

&

MOUAICI SARAH

pour l'obtention du diplôme de Master en Électronique option Micro-optoélectronique

---

Thème

---

# Etude et simulation des boites quantiques à base de InAs/GaAs

---

Proposé par : Mr NACER SAID

Année Universitaire 2013-2014

## Remerciements

---

Tout d'abord je remercie ALLAH le tout puissant, de m'avoir donné le courage, la volonté, et la patience de mener ce présent travail.

Nous voudrions tous d'abord exprimer nos remerciements les plus sincères à notre encadreur, M<sup>r</sup> NACER SAID, qui nous a beaucoup aidés dans notre travail.

Nos vifs remerciements vont également aux membres du jury pour avoir accepté d'examiner notre travail et de l'enrichir par leurs propositions.

Nous remercions aussi tous à nos professeurs qui nous ont soutenus durant notre formation à l'université USDB

Enfin, nous désirons remercier nos familles et nos amis et camarades qui nous ont apporté leur soutien incessant pendant toute la durée de travail.

*Dédicace*

*À mes très chers parents qui m'ont toujours soutenu, aimé et encouragé,*

*À mes chers frères, sœurs, beau frère et belle sœur,*

*À mes adorables nièces et mon neveu,*

*À mes très chères tantes et leurs maris et leurs enfants,*

*À la mémoire de ma grand-mère que dieu l'accueille dans son vaste paradis,*

*À mon binôme,*

*À toute ma famille et tous mes amis,*

*À tous ceux qui me sont chers.*

*SARAH*

## *Dédicace*

*Je dédie ce modeste travail à mes très chers parents,  
qui m'ont entouré de leur affection et qui m'ont toujours  
orienté avec leurs conseils précieux, que dieu les protège.*

*Mes très chères sœurs.*

*Mes très chers frères.*

*Toute ma famille.*

*Mes très chers amis.*

*Mes professeurs dans tous les cycles qui m'ont éclairé la  
voie du savoir.*

*A tous ceux que j'aime.*

*Zahra*

---

## ملخص:

يركز هذا العمل على دراسة ومحاكاة بنية ذات بئر، سلك ونقطة الكم. البنية التي قمنا بدراستها هي GaAs/InAs/GaAs الطريقة المستخدمة في المحاكاة طريقة العناصر المحدودة. قمنا بحساب طاقة التكميم للنواقل، احتمال الوجود، طاقة الانتقال و طول موجة الانتقال، و هذا من اجل البنيات الثلاثة. قمنا بدراسة تأثير أبعاد الهيكل، بينت نتائج المحاكاة أن هذه الأبعاد تلعب دور مهم جدا. **كلمات المفاتيح:** بئر الكم؛سلك الكم؛نقطة الكم؛العناصر المحددة.

---

**Résumé :**Ce travail porte sur l'étude et la simulation d'une structure à puits, fil et boîte quantique. La structure que nous avons considérée est GaAs/InAs/GaAs. La méthode utilisée dans les simulations est la méthode des éléments finis. Nous avons déterminé les énergies de quantification des porteurs, la probabilité de présence, l'énergie de transition et la longueur d'onde d'émission pour les trois structures. L'influence des dimensions de la structure a été étudiée et les résultats de simulation montrent qu'elles jouent un rôle très important.

**Mots clés :** puits quantique ; fil quantique ; boîte quantique ; éléments finis.

---

**Abstract :**This work concerns with the study and simulation of well, wire and quantum dots structure, the structure that we have considered is GaAs/InAs/GaAs, the method used in the simulation is the final elements method we have determined the porters quantification energy, the presence probability, the transition energy and emission wave length for the three previous structure, the structure dimensions influence that has been studied and the simulation results prove that they an important role.

**Keywords:** quantum wells; quantum wire; quantum dots; final elements.

---

## Listes des acronymes et abréviations

$V_0$  : Potentiel du puits quantique.

$m_0$  : masse de l'électron libre.

$m_1$  : masse effective des porteurs dans le puits.

$m_2$  : masse effective des porteurs dans la barrière.

$m_e^*$  : masse effective des électrons.

$m_h^*$  : masse effective des trous.

$\hbar$  : constante de Planck réduite.

$\Psi$  : fonction d'onde.

$d$  : largeur de puits quantique.

$V_c$  : barrière de potentiel dans la bande de conduction.

$V_v$  : barrière de potentiel dans la bande de valence.

$n_x, n_y, n_z$  : nombres quantiques.

$E_c$  : bande de conduction.

$E_v$  : bande de valence.

$E_n$  : énergie de quantification.

$E_{tr}$  : énergie de transition.

$E_e$  : énergie de quantification des électrons.

$E_h$  : énergie de quantification des trous.

$\lambda$  : longueur d'onde d'émission.



# Table des matières

Introduction générale.....	1
<b>Chapitre1 Généralités sur les semi-conducteurs.....</b>	<b>3</b>
1.1Introduction .....	3
1.2 Généralités sur les Semi- conducteurs .....	3
1.3 Les semi conducteur III -V .....	4
1.3.1 Les matériaux binaires.....	5
1.3.2 Les structures cristallines.....	6
1.3.3Réseau réciproque et zone de Brillouin.....	6
1.4Structure de bande.....	8
1.5 Gap direct et gap indirect .....	9
1.5.1Gap direct .....	9
1.5.2Gap indirect .....	9
1.6 Paramètre de maille .....	10
1.7 Caractéristiques des matériaux GaAs/InAs.....	11
1.8 Les hétérostructures .....	13
1.8.1Hétérostructure type I .....	14
1.8.2 Hétérostructure type II.....	14
1.9 Du matériau massif aux boites quantiques.....	15
1.9.1Matériau massif .....	15
1.9.2 Puits quantique.....	16
1.9.3 Fil quantique.....	17
1.9.4 Boite quantique.....	18
1.10 Masse effective.....	19
1.10.1 Masse effective des électrons.....	19

1.10.1 Masse effective des trous.....	20
1.11 Utilisation des boites quantiques.....	21
1.12 Fabrication des boites quantiques.....	21
1.13 Conclusion.....	23
<b>Chapitre 2 théories des puits quantiques.....</b>	<b>24</b>
2.1 Introduction.....	24
2.2 Les conditions d'apparition de l'effet quantique .....	24
2.3 Modèle du puits de potentiel profond.....	25
2.3.1 La fonction d'onde.....	25
2.3.2 Les valeurs propres de l'énergie.....	27
2.3.3 Probabilité de présence dans le puits .....	28
2.4 Puits de potentiel de profondeur finie.....	30
2.5 Puits quantiques couplés.....	33
2.6 Conclusion.....	35
<b>Chapitre 3 résultats de simulation.....</b>	<b>36</b>
3.1 Introduction .....	36
3.2 Étude du puits quantique.....	36
• Par la résolution de l'équation aux valeurs propres .....	37
3.2.1 Calcul de l'énergie de quantification dans le puits .....	37
a- Energie de quantification dans la bande de conduction.....	39
b- Energie de quantification dans la bande de valence.....	40
3.2.2 La probabilité de présence .....	41
a- La probabilité de présence des électrons .....	41
b-La probabilité de présence des trous.....	42
3.2.3 Energie de transition .....	44
3.2.4 Longueur d'onde d'émissions.....	45

- Par la résolution de l'équation de Schrödinger par les éléments finis.....46

3.2.5 Energie de quantification dans la bande de conduction et la bande de valence .....46

3.2.6 Probabilité de présence .....47

3.2.7 Energie de transition .....48

3.2.8 Longueur d'onde d'émission .....48

3.3 Étude de Puits quantiques couplés .....49

3.3.1 Energie de quantification .....50

3.3.2 Probabilité de présence .....51

3.4 Etude du fil quantique .....51

3.4.1 Energie de quantification dans la bande de conduction et la bande de valence.....52

3.4.2 Probabilité de présence .....53

3.4.3 Energie de transition .....55

3.4.4 Longueur d'onde d'émission .....55

3.5 Etude des boites quantique .....55

3.5.1 Energie de quantification dans la bande de conduction et de la bande de valence .....56

3.5.2 La probabilité de présence dans boite quantique .....57

3.5.3 Energie de transition .....58

3.5.4 Longueur d'onde d'émission.....59

3.6 Conclusion .....59

Conclusion générale.....60

## Liste des figures

### Chapitre 1 Généralités sur les semi-conducteurs.....3

Figure 1.1 Schéma théorique représentant les bandes d'énergie dans un métal, un semi-conducteur et un isolant.....4

Figure 1. 2 Maille cristallographique de structure Zinc Blende.....6  
Figure 1.3 Structure Zinc Blende en projection sur un plan formé par une des faces du cube.....6

Figure 1. 4 Première zone de Brillouin de la structure zinc-blende.....7

Figure 1.5 Structure de bande de matériau InP.....8

Figure 1. 6 Schéma de bande d'énergie d'un semi-conducteur à 0° k.....9

Figure 1. 7 Structure de bande schématique d'un semi-conducteur à gap direct (a) et à gap indirect (b).....10

Figure 1.8 largeur de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les alliages III-V.....11

Figure 1.9 alignement des bandes de valence et de conduction pour le matériau GaAs.....12

Figure 1.10 Couche d'un matériau semi-conducteur A possédant un gap supérieur à celui du matériau semi-conducteur B.....13

Figure 1.11 Alignement des bandes de conduction et valence dans une hétérostructure de type I.....14

Figure 1.12 Alignement des bandes de conduction et valence dans une hétérostructure de type II.....14

Figure 1.13 Densité d'état de volume de semi conducteur (matériau massif).....15

Figure 1.14 Description structurale et schéma de bandes en  $k=0$  d'un puits quantique.....16

Figure 1.15 Densité d'états de puits quantique.....17

Figure 1.16 Densité d'états de fil quantique.....17

Figure 1. 17 Densité d'états de boîte quantique.....19

<i>Figure 1.18</i> Schématisation de la croissance dans le mode Stranski- Krastanov de boîtes d'InAs/GaAs .....	23
---	----

**Chapitre 2 théories des puits quantique.....24**

<i>Figure 2.1</i> Puits de potentiel rectangulaire infiniment profond.....	26
--	----

<i>Figure 2.2</i> Fonction d'onde et probabilité de présence de la particule dans l'état fondamental (n=1) et l'état excité la plus bas (n=2) .....	29
---	----

<i>Figure 2.3</i> puits de potentiel à profondeur finie.....	31
--	----

<i>Figure 2.4</i> Structure à double puits quantique : (A) : non couplés, (B) : couplés .....	33
---	----

<i>Figure 2.5</i> Structure à double puits quantique identiques.....	34
--	----

**Chapitre 3 résultats de simulation.....36**

<i>Figure 3.1</i> structure à puits quantique GaAs /InAs /GaAs.....	36
---	----

<i>Figure 3.2</i> Organigramme du calcul de l'énergie de quantification dans le puits quantique.....	38
--	----

<i>Figure 3.3</i> les niveaux des énergies de quantification des électrons en fonction de la largeur de puits.....	39
--	----

<i>Figure 3.4</i> les niveaux d'énergies de quantification des trous en fonction de la largeur du puits.....	40
--	----

<i>Figure 3.5</i> la densité de probabilité de présence des électrons dans le puits pour le niveau fondamental (n=0,d=10nm).....	41
--	----

<i>Figure 3.6</i> la densité de probabilité de présence des électrons dans le puits pour le niveau excité (n=1,d=10nm).....	41
---	----

<i>Figure 3.7</i> la densité de probabilité de présence des électrons dans le puits pour le niveau excité (n=2) (d=10nm).....	42
---	----

<i>Figure 3.8</i> la densité de probabilité de présence des trous dans le puits pour le niveau fodamental (n=0,d=10nm).....	42
---	----

<i>Figure 3.9</i> la densité de probabilité de présence des trous dans le puits pour le niveau excité (n=1,d=10nm).....	43
---	----

<i>Figure 3.10</i> la densité de probabilité de présence des trous dans le puits pour le niveau excité (n=2,d=10nm).....	43
--	----

<i>Figure 3.11</i> transition des électrons.....	44
<i>Figure 3.12</i> Energie de transition des électrons-trous en fonction de la largeur de puits quantique.....	44
<i>Figure 3.13</i> variation de longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits.....	45
<i>Figure 3.14</i> Energie de quantification des électrons et des trous en fonction de la largeur de puits.....	46
<i>Figure 3.15</i> probabilité de présence dans le puits quantique pour l'état fondamental.....	46
<i>Figure 3.16</i> Energie de transition des électrons-trous en fonction de la largeur de puits quantique.....	48
<i>Figure 3.17</i> Variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits quantique.....	48
<i>Figure 2.18</i> puits quantiques couplés symétries.....	49
<i>Figure 3.19</i> Energie de quantification en fonction de la distance entre les puits.....	50
<i>Figure 3.20</i> Probabilité de présence dans deux puits couplés symétrés $d=6$ nm.....	51
<i>Figure 3.21</i> structure de fil quantique .....	51
<i>Figure 3.22</i> Energie de quantification des électrons et des trous en fonction de largeur du fil.....	52
<i>Figure 3.23</i> probabilité de présence dans le fil pour niveau fondamental ( $n=0$ , $d=20$ nm).....	53
<i>Figure 3.24</i> probabilité de présence dans le fil de pour le niveau excité ( $n=1$ , $d=20$ nm).....	53
<i>Figure 3.25</i> Energie de transition des électrons - trous en fonction de la largeur de fil.....	54
<i>Figure 3.26</i> Variation de la longueur d'onde d'émission on fonction de la largeur du fil quantique.....	55
<i>Figure 3.27</i> structure de la boite quantique.....	55

<i>Figure 3.28</i> Energie de quantification des électrons et des trous en fonction de largeur de la boîte.....	56
<i>Figure 3.29</i> probabilité de présence dans la boîte pour le niveau fondamental ( $n=0$ , $d=20\text{nm}$ ).....	57
<i>Figure 3.30</i> probabilité de présence dans la boîte pour le niveau excité ( $n=1$ , $d=20\text{nm}$ ).....	57
<i>Figure 3.31</i> Energie de transition électron-trou en fonction de la largeur de boîte.....	58
<i>Figure3.32</i> Variation de longueur d'onde d'émission on fonction de la largeur de boîte.....	59

## Liste de tableaux

Tableau 1.1 paramètres des principaux composés binaires III-V à 300K.....	5
---	---

# Introduction générale

---

Le développement dans le domaine de la micro-électronique a connu une énorme croissance durant le demi-siècle dernier. Ce développement est dû en grande partie aux évolutions techniques et en particulier à la miniaturisation des dispositifs semi-conducteurs, mais aussi à l'utilisation de nouveaux matériaux surtout les matériaux composés tel que les III-V pour différentes applications dans l'optoélectronique et l'électronique de puissance. [1]

Les progrès spectaculaires réalisés dans le domaine de la physique des semi-conducteurs et de ses applications ont été rendus possibles par une bonne maîtrise des méthodes de croissance. Plusieurs techniques ont été développées à partir des années 1970 conduisant au contrôle ultime du dépôt d'atomes, monocouche par monocouche. Ainsi, on a pu concevoir des structures semi-conductrices dont les tailles sont réduites à des dimensions de l'ordre de la longueur d'onde de l'électron dans le milieu (typiquement quelques nanomètres) et dont les compositions peuvent également varier à l'échelle du nanomètre. Dans ce type de structure, des effets de confinement apparaissent du fait de la discontinuité du potentiel électronique aux interfaces entre deux matériaux d'énergie de bande interdite différente. Les porteurs ne sont plus libres de se mouvoir dans toutes les directions et leurs états d'énergie deviennent quantifiés dans les directions de confinement. [2]

Suivant le degré de confinement (le nombre de direction suivant les quelles le mouvement des électrons est restreint), nous avons trois types d'hétérostructures semi-conductrices à confinement quantique.

Les puits quantiques ont été les premières structures réalisées. Ils se distinguent du matériau massif par la quantification partielle des états électronique induit par le confinement dans une direction spatiale. Depuis une décennie, d'importants efforts ont été réalisés en vue d'améliorer les techniques de croissance des structures de plus basse dimension à l'instar des fils quantiques, qui constituent des systèmes 1D, et des boîtes quantiques, qui sont des systèmes 0D. [3]

Notre mémoire est composé de trois chapitres, dans le premier chapitre nous présentons tout d'abord les notions fondamentales sur les semi-conducteurs et en particulier les semi- conducteurs III-V, ensuite nous présentons les hétérostructures semi-conductrices.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons aux effets de la réduction de dimensionnalité sur les propriétés électroniques des matériaux semi-conducteurs, nous décrivons comment se fait le passage du matériau massif à la boîte quantique, puis quelles sont les applications des boîtes quantiques. À la fin de chapitre nous présentons l'une des techniques permettant d'aboutir à un confinement dans les trois directions de l'espace: la croissance auto-organisée des boîtes quantiques InAs/GaAs.

Dans le deuxième chapitre, nous étudions théoriquement une structure à puits quantique, on rappelle en premier lieu les conditions nécessaires à l'apparition du phénomène de quantification d'énergie, après nous présentons un calcul théorique des niveaux d'énergie associés aux particules confinées dans le modèle du puits quantique rectangulaire.

Dans le troisième chapitre, nous abordons la partie simulation. Les énergies de quantification, la probabilité de présence des porteurs, l'énergie de transition et la longueur d'onde d'émission d'un puits, d'un fil et d'une boîte quantique seront calculées.

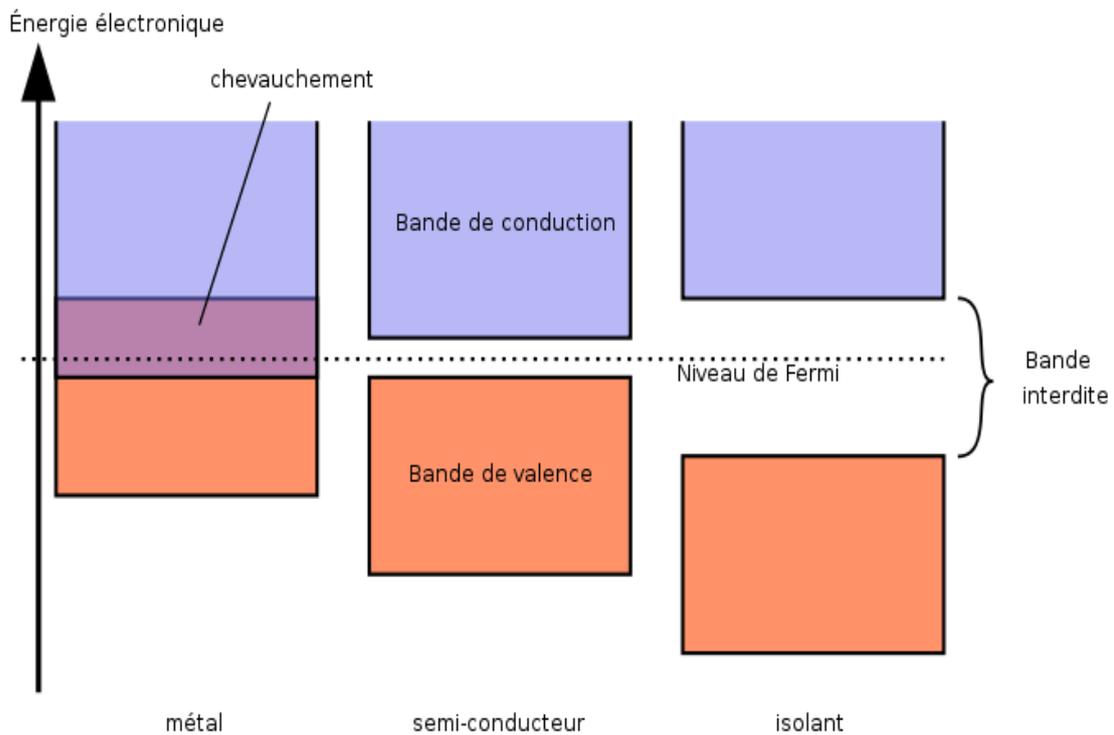
## 1.1 Introduction

Le monde des semi-conducteurs est dominé, en terme de marché, par le silicium. Ce dernier a un gap indirect de 1.11eV et a été l'un des premiers matériaux utilisés (avec le germanium) pour fabriquer des composants électroniques. Dans les années 1960, une nouvelle famille est apparue, celle des matériaux III-V (GaAs, InP, InAs, ect.). Les composants fabriqués à partir de ces semi-conducteurs, qui ont des propriétés physiques remarquables, jouent un rôle majeur dans les applications hyperfréquence, l'électronique de puissance, mais surtout dans le domaine de l'optoélectronique [4].

Nous aborderons dans ce chapitre, en premier lieu, quelques propriétés des matériaux semi-conducteurs III-V. nous présentons par la suite, les hétérostructures semi-conductrices à puits, fil et boites quantiques.

## 1.2 Généralités sur les Semi- conducteurs

On différencie trois types de matériaux : les isolants, les conducteurs et les semi conducteurs. Ceux-ci sont intermédiaires entre les métaux et les isolants : à  $T=0K$  un semi conducteur se comporte comme un isolant. Néanmoins, il conduit l'électricité dès que la température augmente. La résistivité des semi conducteurs varie entre  $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$  et  $10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}$ , alors que celle des métaux est de l'ordre de  $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$  et celle des isolants peut atteindre  $10^{22} \Omega \cdot \text{cm}$ . Dans un semi conducteur il existe deux types de conduction : la conduction par électron et la conduction par trou. Lorsque dans un cristal certaines liaisons entre atomes se cassent, les électrons sont libres de se déplacer, l'emplacement de liaison cassée est appelé trou. Sous l'effet du champ électrique les électrons se déplacent dans le sens inverse du champ et les trous se déplacent dans le sens de champ. [5]



**Figure 1.1** Schéma théorique représentant les bandes d'énergie dans un métal, un semi-conducteur et un isolant.

### 1.3 Les semi conducteur III -V

Malgré sa grande domination dans le marché de la microélectronique grâce à sa disponibilité naturelle et son coût moins cher par rapport à d'autres matériaux, le silicium avec son gap indirect reste néanmoins peu efficace et présente des difficultés dans le domaine de l'optoélectronique, il n'y a donc pas une possibilité de réaliser des composants optiques performants avec de tels matériaux. Pour cela, l'utilisation de nouveaux matériaux dans la fabrication des semi-conducteurs est devenue indispensable pour le développement dans ce domaine. Alors, plusieurs chercheurs ont travaillé dans ce cadre, et vers la fin des années 50, une nouvelle gamme de matériaux semi-conducteurs est née, c'est les semi-conducteurs III-V. [1]

Ces matériaux sont des corps composés formés à partir d'un élément de la 3<sup>ème</sup> colonne et d'un élément de la 5<sup>ème</sup> colonne de la classification périodique. [6]

### 1.3.1 Les matériaux binaires

Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel, l'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure de bandes, montre que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants. Les composés incluant du bore, de l'aluminium, ou de l'Azote, et le phosphore de gallium entrent dans cette catégorie; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide, qui demande des semi conducteurs à forte mobilité de porteurs, ou pour l'optoélectronique où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soit efficaces. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le thallium ou le bismuth donnent des composés à caractère métallique, on considérera donc essentiellement les composés à base de gallium (GaAs, GaSb), au d'indium (InP, InAs, InSb), dont les propriétés sont les plus intéressantes. [6]

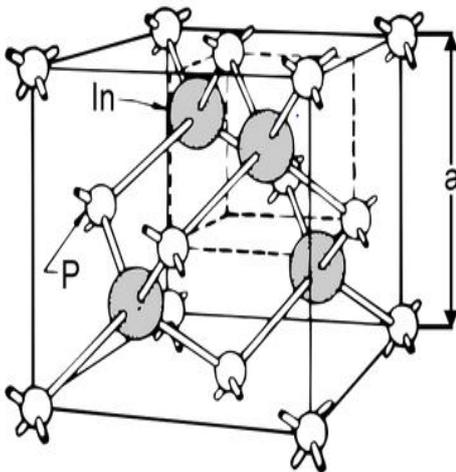
Le tableau suivant montre quelque propriété sur les matériaux III-V

Composé III-V	$E_g$ (ev)	$m^*/m_0$	$\mu$ (cm <sup>2</sup> /VS)	$a$ (A°)
GaP	2.26	0.82	1105	5.4512
GaAs	1.42	0.067	8500	5.6533
InP	1.35	0.077	4600	5.8686
InAs	0.36	0.023	33000	6.0584

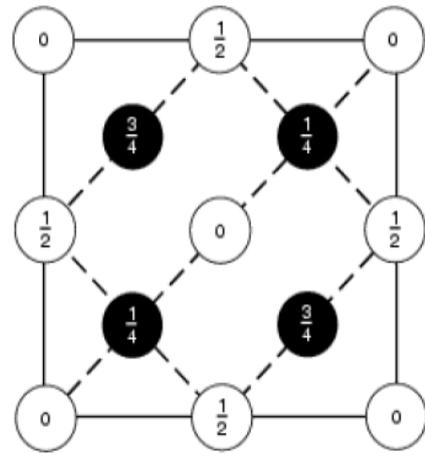
**Tableau 1.1** paramètres des principaux composés binaires III-V à 300K.

### 1.3.2 Les structures cristallines

La majorité des matériaux III-V cristallisent suivant la structure cubique zinc blende présentée sur la figure (1.2) qui est constituée de deux sous réseaux cubique à face centrée CFC, l'un d'élément III et l'autre d'élément V, décalés l'un par rapport à l'autre de  $(1/4, 1/4, 1/4)$  suivant la direction  $[111]$ . Cette structure est représentée soit en perspective, soit en projection sur un plan formé par une des faces du cube. [1]



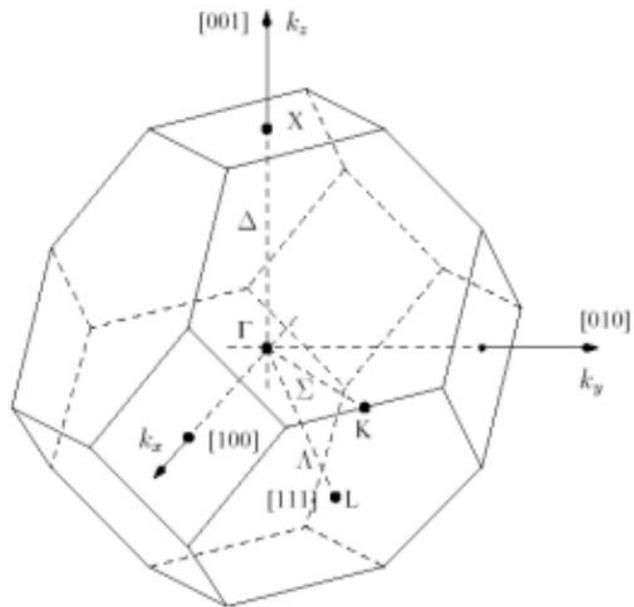
**Figure 1.2** maille cristallographique de structure Zinc Blende.



**Figure 1.3** Structure Zinc Blende en projection sur un plan formé par une des faces du cube.

### 1.3.3 Réseau réciproque et zone de Brillouin

Le réseau réciproque est défini à partir du réseau cristallin direct, il est le système de coordonnées [énergie, vecteur d'onde] dans lequel on représente la variation de l'énergie des états électroniques en fonction du vecteur d'onde  $K$  caractérisant la propagation de l'onde considérée. En effet, le réseau réciproque associé à la structure cristalline de type zinc-blende est cubique centré, sa maille élémentaire, qui correspond à la première zone de Brillouin de forme d'un octaèdre tronqué par les six faces d'un cube, elle est représentée sur la figure (1.4). [1]



**Figure 1. 4** Première zone de Brillouin de la structure zinc-blende.

Avec :

Point  $\Gamma$  : centre de zone.

Direction  $\Delta$  : direction  $[1\ 0\ 0]$  et équivalentes.

Direction  $\Lambda$  : direction  $[1\ 1\ 1]$  et équivalentes.

Direction  $\Sigma$ : direction  $[1\ 1\ 0]$  et équivalentes.

Point X : bord (limite) de la zone dans la direction  $[1\ 1\ 0]$ .

Point L : bord de la zone dans la direction  $[1\ 1\ 1]$ .

## 1.4 Structure de bande

La description de la structure des bandes d'énergie s'effectue dans l'espace des vecteurs d'onde  $k$  c'est à dire l'espace réciproque. On considère les variations de l'énergie  $E$  en fonction de  $k$  selon les directions de plus haute symétrie et en se limitant à la première zone de Brillouin.

La figure (1.5) montre la structure de bande de l'InP.

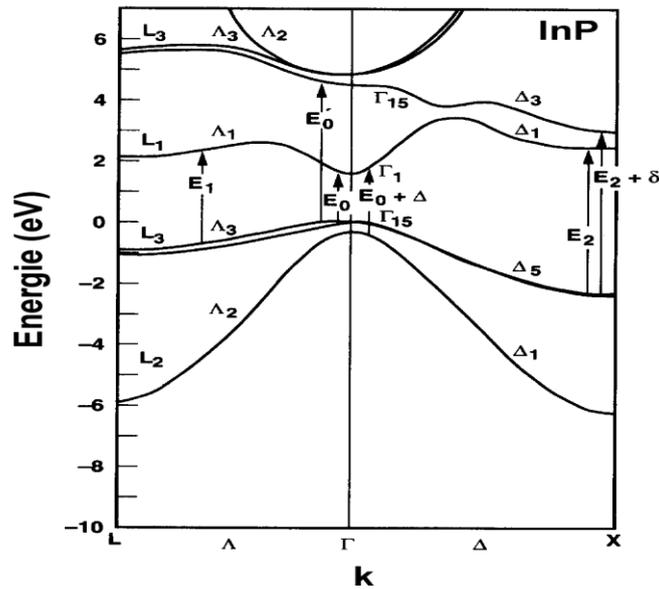
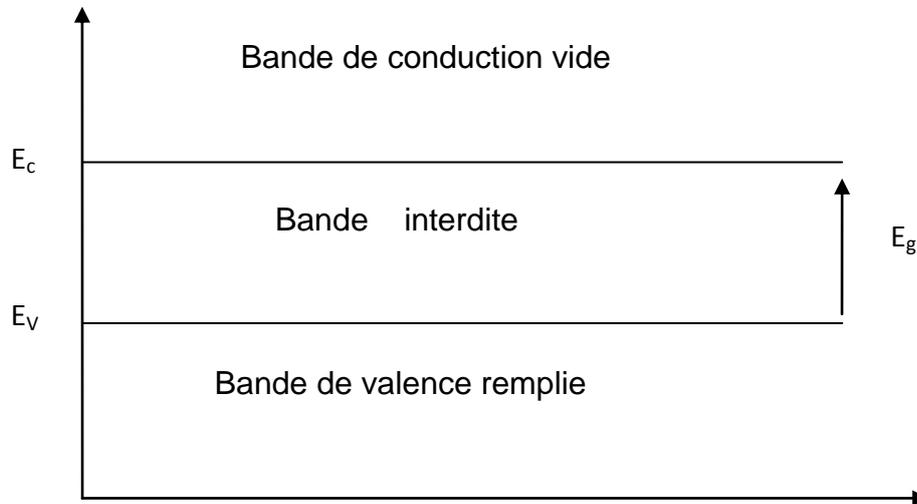


Figure 1.5 structure de bande de matériau InP.

Elles se décomposent en bandes de conceptions et bandes de valences et bande interdite qui les sépare, l'énergie de la bande interdite est une mesure de la quantité d'énergie qu'il faut donner à un électron pour transiter du haut de la bande de valence au bas de la bande de conduction sous l'effet d'une excitation quelconque. La largeur de la bande interdite fixe la température critique, c'est-à-dire la température maximale pour la quelle le matériau fonctionne normalement et que si on la dépasse, le matériau est détérioré. [1]

Un schéma de bande d'énergie est illustré par la figure (1.6).



**Figure 1. 6** Schéma de bande d'énergie d'un semi-conducteur à 0° K.

Les propriétés de transport électronique dépendent principalement de la structure de la bande de conduction la plus basse (BC) et de celle de la bande de valence la plus élevée (BV). Les semi-conducteurs III-V sont à transitions directes c'est-à-dire que le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont localisées au centre de la zone de Brillouin, ce qui les rend performant en optoélectronique.

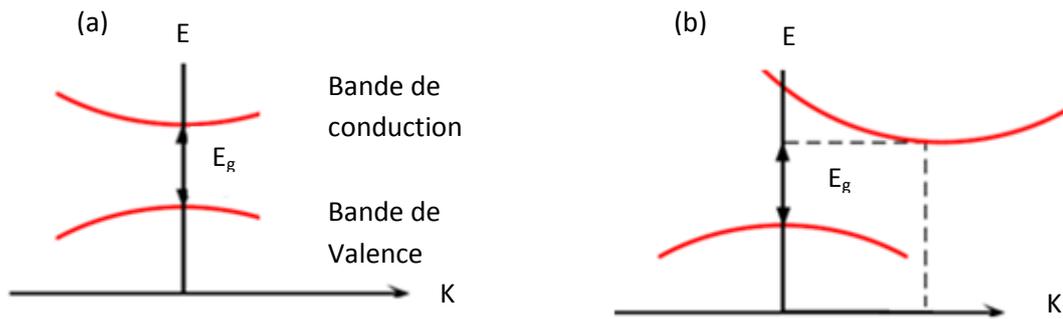
## 1.5 Gap direct et gap indirect

### 1.5.1 Gap direct

Un semi conducteur est à gap direct si le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction correspondent au même vecteur d'onde K figure (1.7.a). [5]

### 1.5.2 Gap indirect

Un semi conducteur est à gap indirect si le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction ne correspondent pas au même vecteur d'onde K figure (1.7.b). [5]



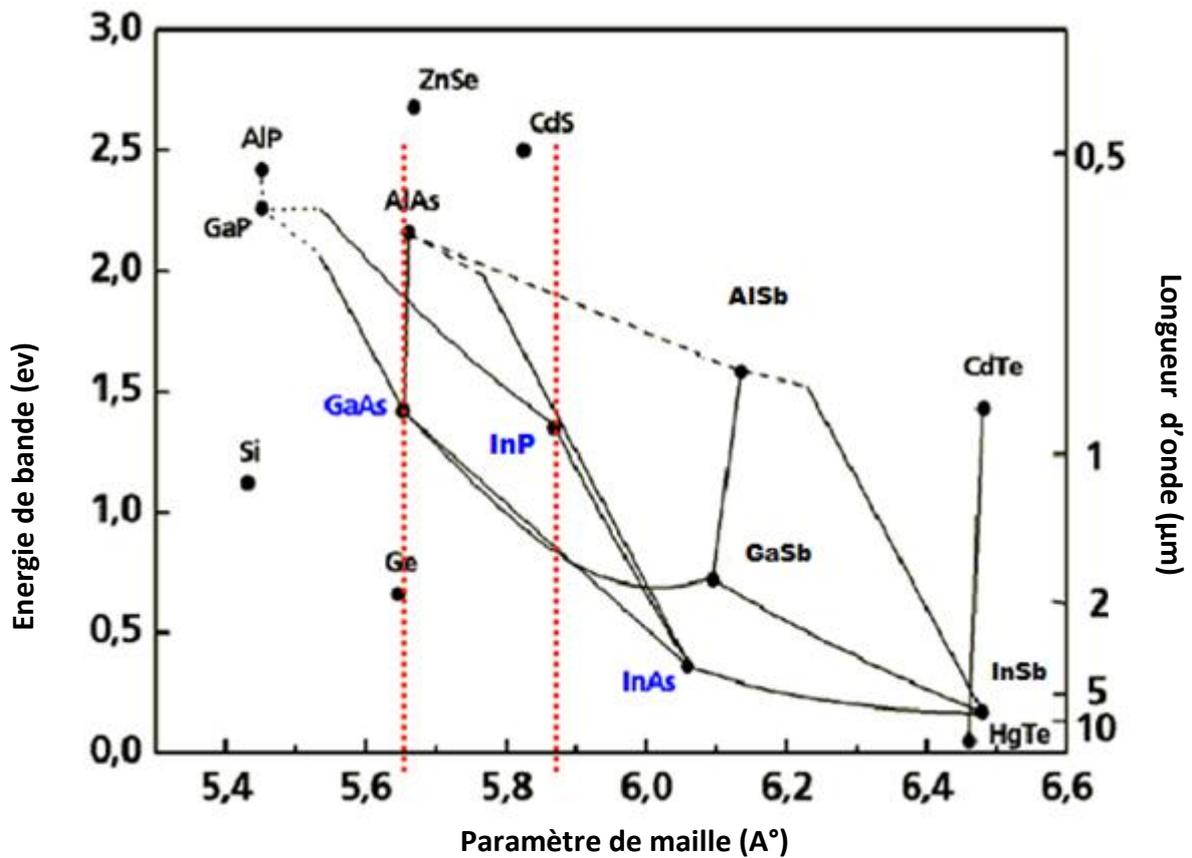
**Figure 1.7** Structure de bande schématique d'un semi-conducteur à gap direct (a) et à gap indirect (b).

La distinction entre les semi conducteur à gap direct et indirect est très importante, notamment dans les processus radiatifs. Les processus d'absorption ou d'émission sont considérablement plus importants dans les semi conducteur à gap direct que dans les semi conducteurs à gap indirect. [5]

## 1.6 Paramètre de maille

Le paramètre de maille définit la distance entre les atomes dans les réseaux cristallins. C'est un indicateur de compatibilité structurale entre différents matériaux.

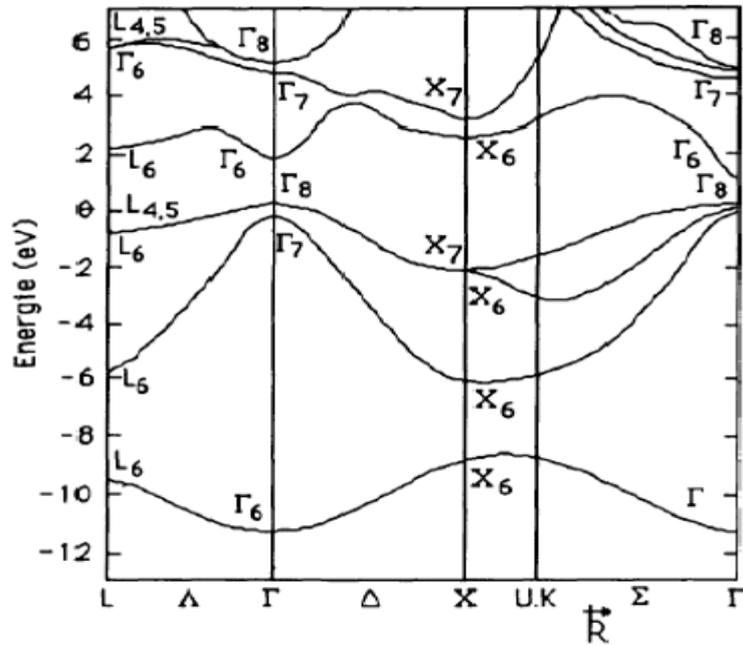
L'adaptation de la constante de maille est importante pour la croissance de couches minces d'un matériau sur l'autre. Lorsque les deux constantes sont trop différentes, la couche subira des contraintes provoquant les défauts cristallins dans les couches épitaxiales. [4]



**Figure 1.8** largeur de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les alliages III-V.

### 1.7 Caractéristiques des matériaux GaAs et InAs

L'arséniure de galium et l'arséniure d'indium sont les matériaux les plus importants et les plus technologiquement étudiés en optoélectronique, ce sont des matériaux semi-conducteurs III-V à gap direct, cristallisant généralement selon la structure zinc-blende.



**Figure 1.9** alignement des bandes de valence et de conduction pour le matériau GaAs.

Les propriétés des boîtes quantiques dépendent des semi-conducteurs qui les constituent. Il convient alors de choisir de façon judicieuse le système de matériaux.

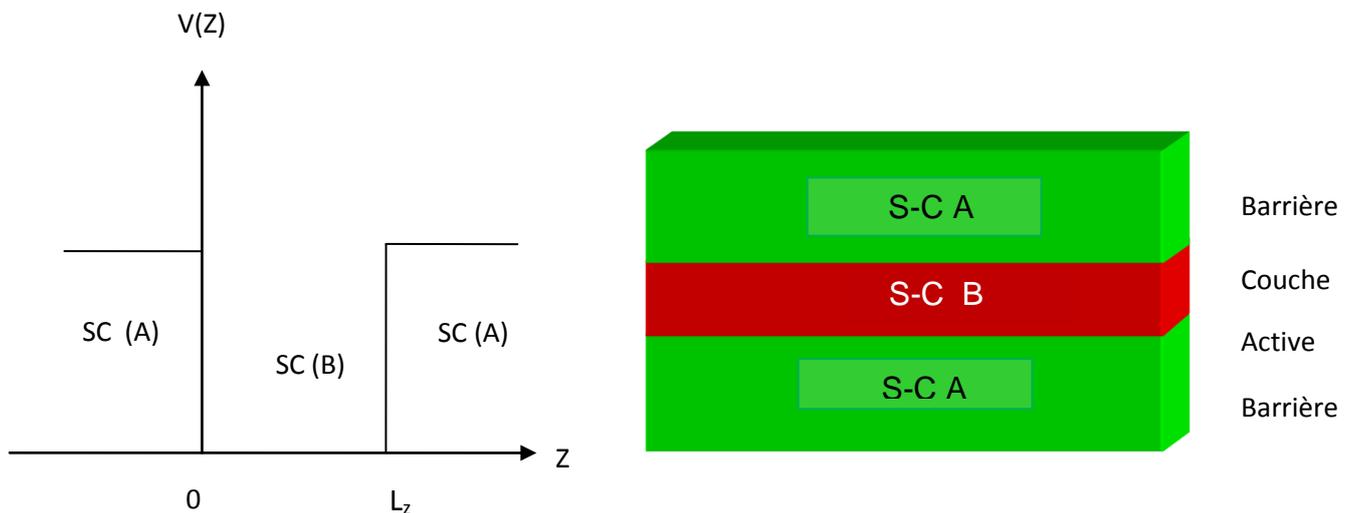
Les nanostructures à semi-conducteurs formées à partir de matériaux en désaccord de maille sur un substrat font actuellement l'objet de recherches intenses. Ainsi, la croissance d'InAs fortement contraint sur substrat GaAs donne lieu à la formation de boîtes de dimension nanométriques. L'InAs a par ailleurs l'avantage de posséder une petite énergie de gap. Les nanostructures d'InAs peuvent donc présenter un fort potentiel de confinement électronique en association avec de nombreux semi-conducteurs III-V, comme le GaAs. Dans ces nanostructures, les porteurs de charge sont alors suffisamment confinés pour permettre la quantification des niveaux d'énergie du système. [5]

Le gap dans le système InAs/GaAs est suffisamment faible pour que les transitions optiques correspondantes se trouvent dans le visible ou le proche infrarouge. [7]

## 1.8 Les hétérostructures

La condition nécessaire à la réalisation d'une bonne hétérostructure d'un semi-conducteur A sur un semi-conducteur B est évidemment que les deux matériaux aient d'une part la même structure cristalline et d'autre part des paramètres de maille voisins [8].

Une hétérostructure est obtenue en faisant une couche d'un matériau semi-conducteur (B) de gap  $E_{g1}$  appelé couche active entre deux couche d'un matériau (A) de gap  $E_{g2}$  plus grand à celui de matériau B, appelé barrière. La discontinuité entre les bandes d'énergie dans les deux matériaux crée une barrière de potentiel qui confine les porteurs (électrons, trou) dans le matériau B (couche active) (voir la fig 1.10). [9]

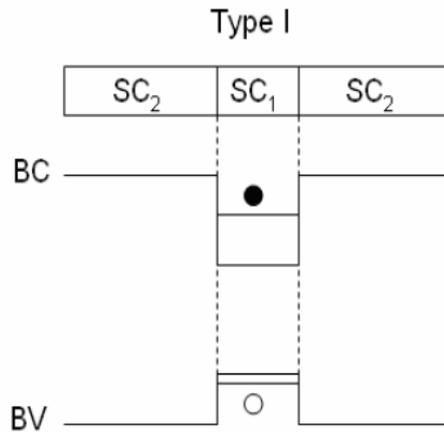


**Figure 1.10** Couche d'un matériau semi-conducteur A possédant un gap supérieur à celui du matériau semi-conducteur B.

Selon la nature de la discontinuité de bandes interdites à l'interface SC (B)-SC (A), on distingue deux types d'hétérostructure (type I et type II).

### 1.8.1 Hétérostructure type I

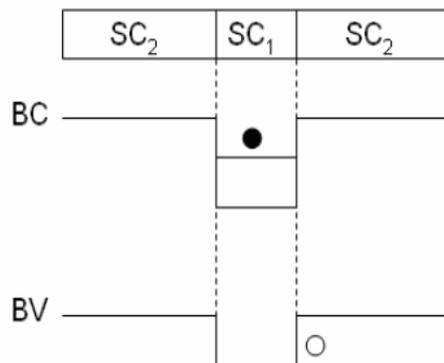
Dans le cas d'hétérostructure de type I les extrema des bandes de valence et de conduction sont situés dans le même matériau. Les électrons et les trous sont alors confinés dans le même semi-conducteur comme présenté dans la figure (1.11). [8]



**Figure 1.11** Alignement des bandes de conduction et valence dans une hétérostructure de type I

### 1.8.2 Hétérostructure type II

Dans les hétérostructures de type II, les électrons et les trous sont spatialement séparés comme présenté dans la figure (1.12). [8]



**Figure 1.12** Alignement des bandes de conduction et valence dans une hétérostructure de type II.

## 1.9 Du matériau massif aux boîtes quantiques

La réduction de la dimensionnalité des hétérostructures conduit à différents types de confinement de porteurs : ainsi on parle d'un confinement 2D dans une structure de puits quantique, de confinement 1D dans une structure de fils quantiques et enfin de confinement 0D dans une structure de boîtes quantiques. Le confinement électronique dans les boîtes quantiques engendre une modification radicale de la densité d'états électroniques par rapport aux matériaux massifs, puits quantiques ou encore fils quantiques. En effet la densité d'états électroniques présente un spectre discret sous l'action de ce confinement résultant de la discrétisation des niveaux d'énergie. [10]

### 1.9.1 Matériau massif

Pour les matériaux massifs, ou encore 3D, les porteurs sont libres de se déplacer dans les trois directions de l'espace. [11]

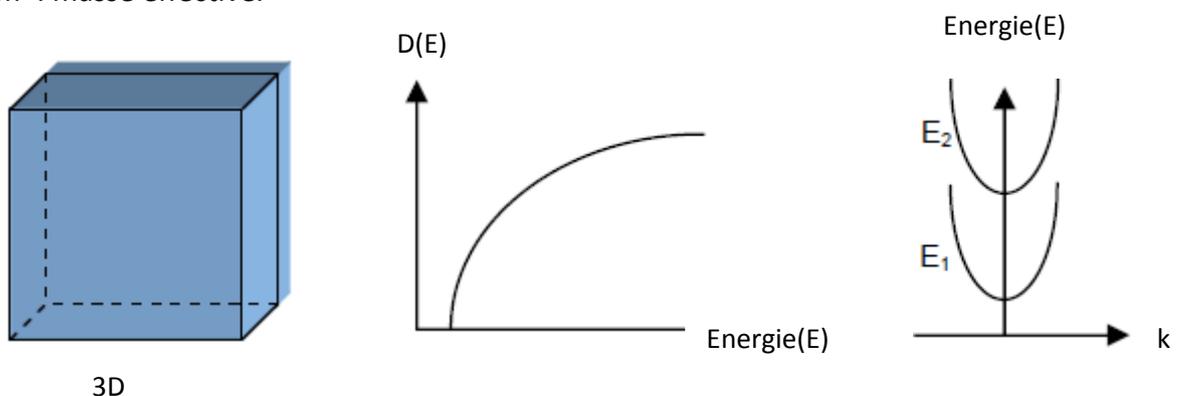
La densité d'état 3D s'exprime selon :

$$D(E) \propto \sqrt{E} \quad (1.1)$$

L'énergie des électrons dans ces structures est alors du type :

$$E_n(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (1.2)$$

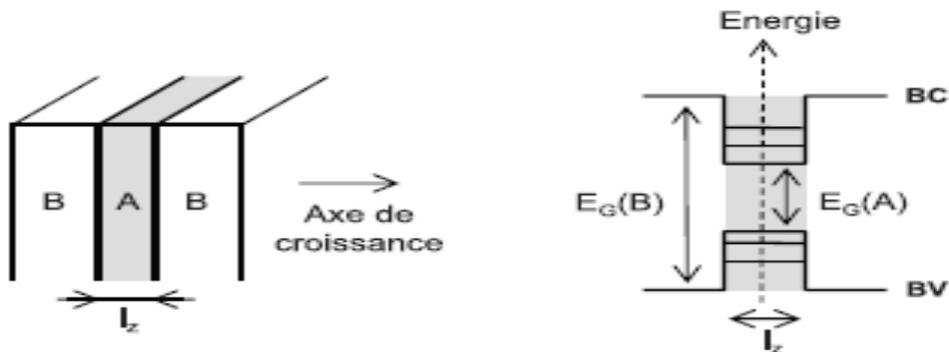
$m^*$  : masse effective.



**Figure 1.13** densité d'état de volume de semi conducteur (matériau massif).

## 1.9 .2 Puits quantique

Dans les puits quantique, les porteurs sont confinés suivant l'axe de croissance (z par exemple) et libre de se mouvoir dans le plan des couches. Cette structure est constituée par l'insertion d'une couche de matériau A d'énergie de gap  $E_{gA}$  entre deux couches de matériau B d'énergie de gap  $E_{gB} > E_{gA}$ . [11]



**Figure 1.14** Description structurale et schéma de bandes en  $k=0$  d'un puits quantique.

L'énergie des électrons dans ces structures est alors du type :

$$E(k_{\parallel}) = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ k_x^2 + k_y^2 + \left( \frac{n_z}{l_z} \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

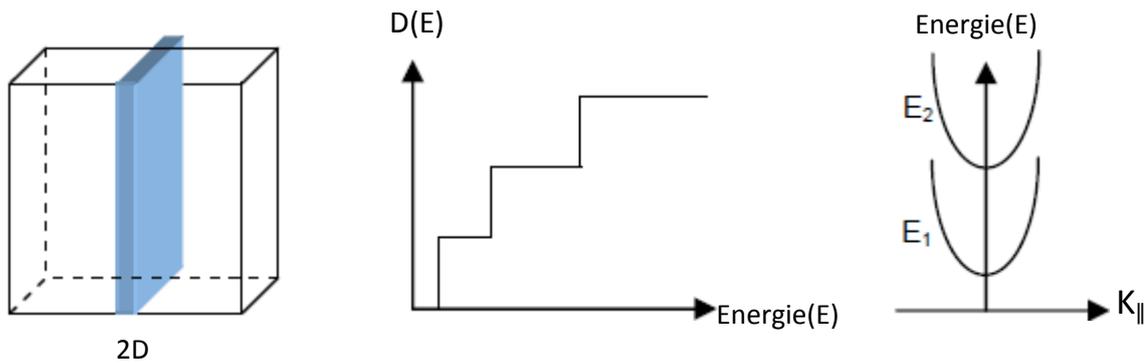
$n_z$  : nombre quantique.

Où  $K_{\parallel}$  le vecteur d'onde dans le plan de croissance.

La densité d'état, dans un système 2D, est une fonction en marche d'escalier dont l'expression est la suivante :

$$D(E) = \sum_n D_n(E) = \sum_n \theta(E - E_{nz}) \quad (1.4)$$

Où  $\theta(E - E_{nz})$  est la fonction échelon



**Figure 1.15** densité d'états de puits quantique.

### 1.9.3 Fil quantique

Les progrès de fabrication de structure nanométriques, par lithographie électronique en particulier, ont permis la fabrication de fils quantique (système 1D). Les fils permettent un confinement des porteurs suivant deux directions de l'espace (y et z par exemple).

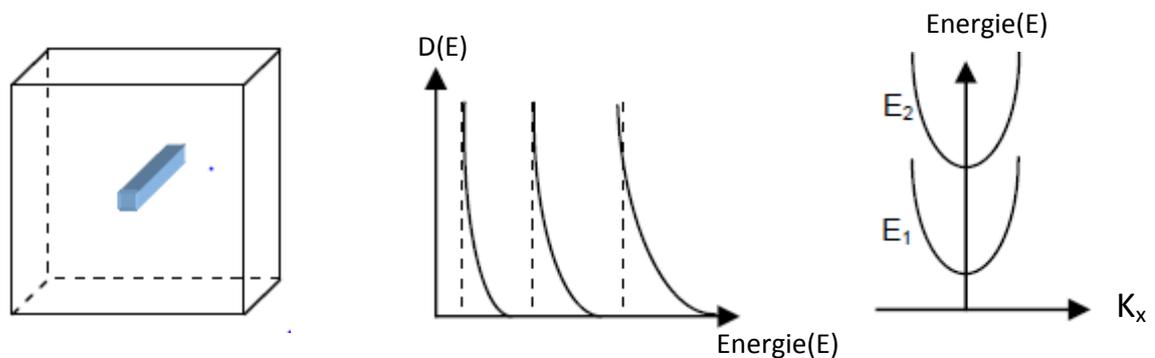
Ces structures présentent toujours des continums d'états puisque l'énergie n'est pas discrétisée suivant la direction du fil : il subsiste un continuum unidimensionnel. [11]

La densité d'état est proportionnelle à :

$$\frac{1}{\sqrt{E-E_n}}$$

Tel que : 
$$D(E) = \sum_n D_n(E) = \sum_n \frac{1}{\sqrt{E-E_{n_z}-E_{n_y}}} \quad (1.7)$$

Pour  $E - E_{n_z} - E_{n_y} > 0$



**Figure 1.16** densité d'états de fil quantique.

L'énergie des porteurs dans ces structures est donc de la forme :

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e^*} = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left[ k_x^2 + \left( \frac{n_y}{l_y} \right)^2 + \left( \frac{n_z}{l_z} \right)^2 \right] \quad (1.8)$$

Où  $\mathbf{K}_x$  vecteur d'onde associé au mouvement libre unidimensionnel.

$n_y, n_z$ : nombres quantiques.

#### 1.9.4 Boite quantique

Une boîte quantique ou point quantique, aussi connu sous son appellation anglophone de quantum dot, est une nanostructure de semi-conducteurs. par sa taille et ses caractéristiques, elle se comporte comme un puits de potentiel qui confine les électrons (et les trous) dans les trois dimensions de l'espace et leur niveaux d'énergie sont discrets , dans une région d'une taille de l'ordre de la longueur d'onde des électrons (longueur d'onde de De Broglie), soit quelques dizaines de nanomètres dans un semi-conducteur. Ce confinement donne aux boîtes quantiques des propriétés proches de celles d'un atome, raison pour laquelle les boites quantiques sont parfois qualifiées d' « atomes artificiels ».

La densité d'états des boites quantiques s'écrit sous la forme suivante :

$$D(E) = \sum_n D(E) = \sum_n \delta(E - E_n) \quad (1.9)$$

Avec  $E_n$  : est l'énergie de confinement.

$\delta$  : est la fonction de Dirac.

L'énergie des porteurs dans ces structures est :

$$E_n(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ \left( \frac{n_x}{l_x} \right)^2 + \left( \frac{n_y}{l_y} \right)^2 + \left( \frac{n_z}{l_z} \right)^2 \right] \quad (1.10)$$

$n_x, n_y, n_z$ : nombres quantiques.

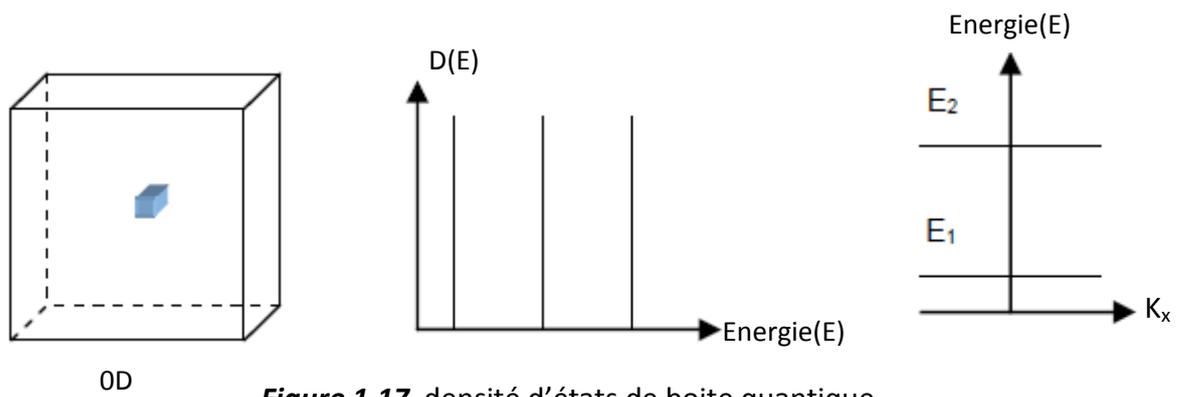


Figure 1.17 densité d'états de boîte quantique.

## 1.10 Masse effective

### 1.10.1 Masse effective des électrons

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

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

$$m_e^* = \frac{\hbar^2}{d^2E/dk^2} \quad (1.11)$$

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

$$E(k) = E_c + \frac{1}{2} \frac{d^2E(k)}{dk^2} k^2 \quad (1.12)$$

Ou, compte tenu de la définition de la masse effective (équation (1.11))

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (1.13)$$

Ainsi l'électron au voisinage du minimum de la bande de conduction se comporte comme un électron libre de masse  $m_e^*$ .

Dans la mesure où la courbure de la bande de conduction varie peu au voisinage du minimum, la masse effective est constante et par suite l'énergie  $E(K)$  varie quadratiquement en fonction du vecteur d'onde  $K$ .

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

Dans le cas d'un semi-conducteur à gap indirect, la bande de conduction est multivallée et anisotrope avec plusieurs minima équivalents situés en différents points de la zone de Brillouin. Les surfaces d'énergies constantes au voisinage des minima  $K_0$  sont des ellipsoïdes. Les expressions des masses effectives sont données par :

$$m_l^* = \frac{\hbar^2}{d^2E/dk^2} \quad m_t^* = \frac{\hbar^2}{d^2E/dk^2} \quad (1.14)$$

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

$m_t^*$  : masse effective de l'électron dans son mouvement dans le plan perpendiculaire à l'axe de révolution, appelée aussi masse effective transversal. [12]

### 1.10.2 Masse effective des trous

La masse effective des trous est définie comme celle des électrons, mais la bande de valence des semi-conducteurs cubique est composée de deux branches dégénérées en  $K=0$ .

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

$$m_{hh} = \frac{m_{hh}^*}{\gamma_1 + 2\gamma_2} \qquad m_{lh} = \frac{m_{lh}^*}{\gamma_1 - 2\gamma_2} \qquad (1.15)$$

$\gamma_1$  et  $\gamma_2$  paramètre de Luttinger.

Les expressions (1.15) permettent de définir des masses effectives isotropes. Ils ont été calculés pour la plupart des semi-conducteurs. [12]

### 1.11 Utilisation des boîtes quantiques

Les semi conducteur à dimensionnalité réduite tel que les puits quantiques, fil quantique et boîtes quantique constituent des systèmes très intéressants pour l'étude fondamentale des phénomènes physiques à l'échelle quantique et offrent une multitude de possibilités d'applications, notamment dans le domaine de l'optoélectronique. [9]

Les chercheurs ont étudié leur application dans les transistors, l'amélioration des cellules solaires, l'émission de différentes longueurs d'ondes dans les LEDs et les faisceaux diode en plus de leurs qualités dans l'imagerie médicale et le repérage de cellules cancéreuses. Les points quantiques ont en plus une application dans l'informatique où des qubits remplacent le système 0 et 1.

### 1.12 Fabrication des boîtes quantiques

Il existe plusieurs méthodes pour réaliser des boîtes quantiques. La première méthode étudiée pour la réalisation de nanostructures en semi conducteur III-V au début des années 80, a été la fabrication de boîtes par lithographie. Cette méthode présentait toute fois plusieurs inconvénients il était difficile de réaliser des boîtes de petite taille et leur surface présentait de nombreux défauts. Parmi les méthodes de fabrication les plus sophistiquées qui s'affranchit en particulier des problèmes de défauts de surface créés par la lithographie, on trouve la croissance auto-organisée.

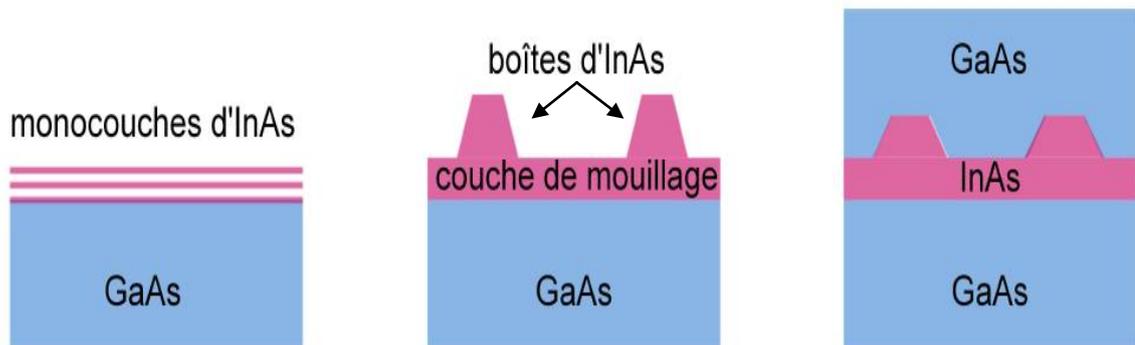
Elle est basée sur la croissance, particulièrement, par épitaxie par jet moléculaire d'un matériau sur un autre de paramètre de maille très différent selon le mode de croissance Stranski-Krastanov du nom des deux chercheurs ayant décrit ce mode de croissance en 1937. [11-13]

Le système le plus étudié est obtenu par croissance d'InAs : (de paramètre de maille 6.058 Å) sur du GaAs : (de paramètre de maille de 5.653 Å). Ce système présente un désaccord de maille de 7%.

Lors la croissance d'InAs sur du GaAs, et en dessous d'une certaine épaisseur critique (1,7 Monocouche), une couche bidimensionnelle (2D) d'InAs se forme. Cette couche est appelée couche de mouillage et elle est adaptée en paramètre de maille avec le GaAs dans le plan des couches. En augmentant l'épaisseur de la couche d'InAs, la contrainte accumulée devient très importante et des îlots tridimensionnels de forme généralement conique et de taille nanométrique se forment sur le reste de la couche 2D d'InAs.

Cette apparition d'îlot a lieu lorsque la couche d'InAs atteint une épaisseur critique d'environ 1.7 monocouche. L'énergie de bande interdite des deux matériaux mis en jeu vaut 1.52eV dans GaAs et 0.53eV dans InAs contraint à 4K, les îlots nanométriques d'InAs sont donc susceptibles de confiner les porteurs dans les trois directions de l'espace.

Une fois les îlots formés, ils sont en suite recouverts par du GaAs. La forme des îlots est certainement modifiée lors de cette étape de croissance. La composition d'îlot est aussi sans doute perturbée par la migration d'atomes de Gallium à l'intérieur de l'îlot. Le cœur seul de l'îlot resterait en InAs, les bords étant plutôt constitués par un alliage ternaire  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ . La figure (1.18) résume de façon schématique ces différentes étapes de croissance des boîtes d'InAs.



**Figure 1.18** Schématisation de la croissance dans le mode Stranski-Krastanov de boîtes d'InAs/GaAs.

Lors de la croissance, nombreux paramètres doivent être bien contrôlés. En effet, la taille et les propriétés optiques des boîtes d'InAs dépendent très fortement de la vitesse de déposition de l'InAs, de la durée d'une éventuelle interruption de croissance avant couverture par le GaAs et la température de croissance. Ces conditions permettent de fixer la taille et la densité dans une plage très large. [13]

## 1.13 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principales notions sur les matériaux semi-conducteurs III-V. Nous avons d'abord présenté quelques notions de leur cristallographie ainsi que des notions sur leurs structures de bande d'énergie.

Nous avons présenté par la suite, les hétérostructures semi-conductrices 1D, 2D et 3D et leurs propriétés.

### 2.1 Introduction

Depuis de nombreuses années, la physique des hétérostructures à base de semi-conducteurs s'est développée parallèlement à celle des semi-conducteurs massifs. Si bien qu'il est désormais possible de réaliser, par épitaxie sous jet moléculaire, des empilements de couches minces de deux bandes interdites différentes. La faible épaisseur du puits entraîne une discrétisation des énergies de confinement des porteurs. [14]

Dans ce chapitre on décrira les conditions d'obtention de l'effet quantique et on étudiera les notions théoriques fondamentales nécessaires à la compréhension des structures à puits quantiques.

### 2.2 Les conditions d'apparition de l'effet quantique

Les effets quantiques se manifestent, sous certaines conditions, par une quantification des états d'énergie qui provoquent des modifications des paramètres macroscopiques du matériau (propriétés optique, résistivité...) en fonction de l'épaisseur de la couche active (mince).

Le principe de l'effet quantique fut étudié d'un point de vue théorique avant qu'il ne soit encore possible de mettre expérimentalement en évidence le phénomène, les conditions d'apparition de cet effet sont telles que :

- 1- l'épaisseur de la couche active dans laquelle apparaît le phénomène doit être comparable à la longueur de « De Broglie » qui s'écrit :

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

Où :

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

$E_F$  : est l'énergie de Fermi.

$h$  : constante de Planck avec  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

**2-** une deuxième condition est nécessaire, en effet si  $E_n$  et  $E_{n+1}$  sont les états d'énergie quantifiés, il faut que :

$$E_{n+1} - E_n > \frac{h}{\tau} \quad (2.2)$$

$\tau$  : est la constante de temps prenant en compte toutes les diffusion.

**3-** par ailleurs il faut que l'écart soit plus grand que la distribution de Fermi due à la température, d'où la condition :

$$E_{n+1} - E_n > KT \quad (2.3)$$

$K$  : constante de Boltzmann

$T$  : température absolue

## 2.3 Modèle du puits de potentiel profond

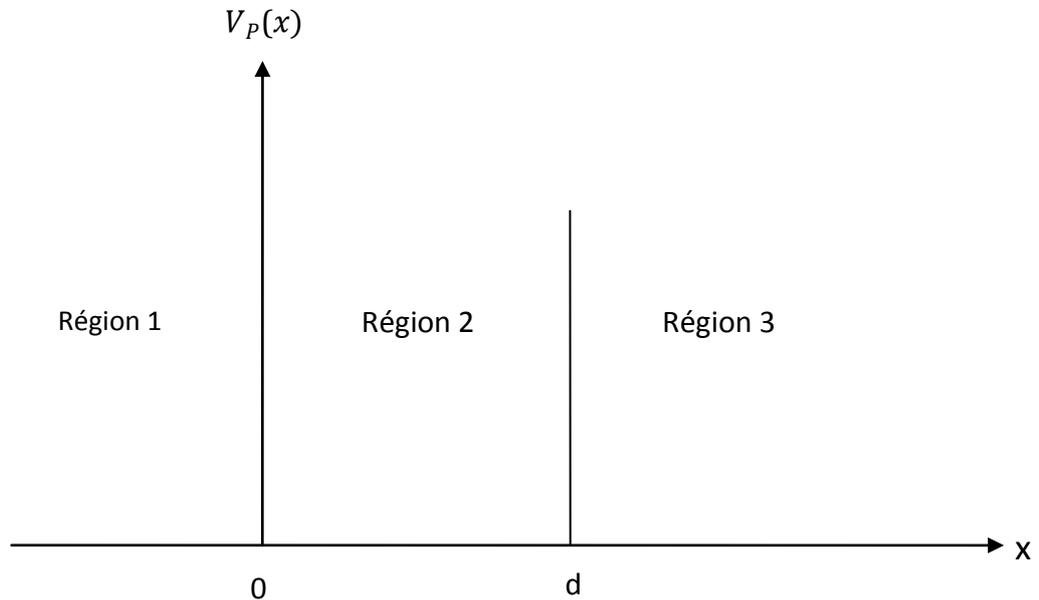
### 2.3.1 La fonction d'onde

Nous nous proposons d'étudier le comportement d'une particule dans un puits de potentiel unidimensionnel, de largeur «  $d$  » selon la direction  $ox$ .

Le potentiel «  $V_p$  » est nul à l'intérieur, et la hauteur du puits est infinie (figure 2.1).

Dans les régions (1) et (3) une condition nécessaire pour que l'équation de Schrödinger soit partout vérifiée est que le produit «  $V_p(x) * \Psi(x)$  » qui figure dans l'équation reste fini quel que soit  $x$ .

Puisque  $V_p(x)$  est infini, ceci n'est possible que  $\Psi(x)=0$  à l'extérieur du puits, soit  $\Psi_1(x) = 0$  et  $\Psi_3(x) = 0$ .



**Figure 2.1** puits de potentiel rectangulaire infiniment profond.

Dans le puits (région 2), la fonction d'onde  $\Psi_2(x)$  est solution de l'équation de Schrödinger.

$$\frac{d^2\Psi_2(x)}{dx^2} - \frac{2m^*E}{\hbar^2} \cdot \Psi_2(x) = 0 \quad (2.4)$$

Posons :

$$\alpha = \left[ \frac{2m^*E}{\hbar^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

$\alpha$  : est un scalaire réel.

L'équation (2.4) a pour solution :

$$\Psi_2(x) = A_1 \cos(\alpha x) + A_2 \sin(\alpha x) \quad (2.6)$$

Finalement

$$\begin{cases} \Psi_1(x) = 0 \\ \Psi_2(x) = A_1 \cos(\alpha x) + A_2 \cos(\alpha x) \\ \Psi_3(x) = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

### 2.3.2 Les valeurs propres de l'énergie

«  $A_1$  » Et «  $A_2$  » peuvent être déterminés par la condition de la continuité de la fonction d'onde pour «  $x=0$  » et «  $x=d$  » soit :

$$\text{Pour } x=0 \quad \Psi_2(0) = \Psi_1(0) = 0 \quad \text{implique} \quad A_1 = 0 \quad (2.8)$$

$$\text{Pour } x=d \quad \Psi_2(d) = \Psi_3(d) = 0 \quad \text{implique} \quad A_2 \sin(\alpha d) = 0 \quad (2.9)$$

«  $A_2$  » ne peut pas être nul, dans ce cas en effet, la fonction d'onde serait nulle sur tout l'espace, ce qui est incompatible avec la présence de la particule, il reste la solution  $\sin(\alpha d) = 0$  ce qui donne :

$$\alpha d = n\pi \quad (2.10)$$

Avec :

$n$  : entier positif

La valeur  $n=0$  est exclue, puisqu'elle implique  $\Psi_2(x)$  est nulle sur l'intervalle de largeur  $[0, d]$ , la probabilité de présence serait partout nulle dans le puits, ce qui est la encore incompatible avec la présence de la particule.

Les valeurs possibles de l'énergie sont donc telles que  $\alpha d = n\pi$  avec  $n$  entier positif supérieure ou égale à 1 soit en explicitant  $\alpha$  :

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m \cdot d^2} \quad (2.11)$$

L'énergie est quantifiée, l'état d'énergie le plus bas, appelé état fondamental correspond à  $n=1$ , les états d'énergie supérieur sont appelés états excités.

### 2.3.3 Probabilité de présence dans le puits

La fonction d'onde associée à la valeur propre  $E_n$  de l'énergie est :

$$\Psi_2(x) = A_2 \sin\left(\frac{n\pi x}{d}\right) \quad (2.12)$$

La densité de probabilité correspondante vaut :

$$|\Psi_2(x)|^2 = A_2^2 \sin^2\left(\frac{n\pi x}{d}\right) \quad (2.13)$$

La valeur de «  $A_2$  » peut être calculée en utilisant la condition de normalisation ce qui est possible ici puisque les états sont liés

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^2(x) dx = \int_0^d \Psi_2^2(x) dx = 1 \quad (2.14)$$

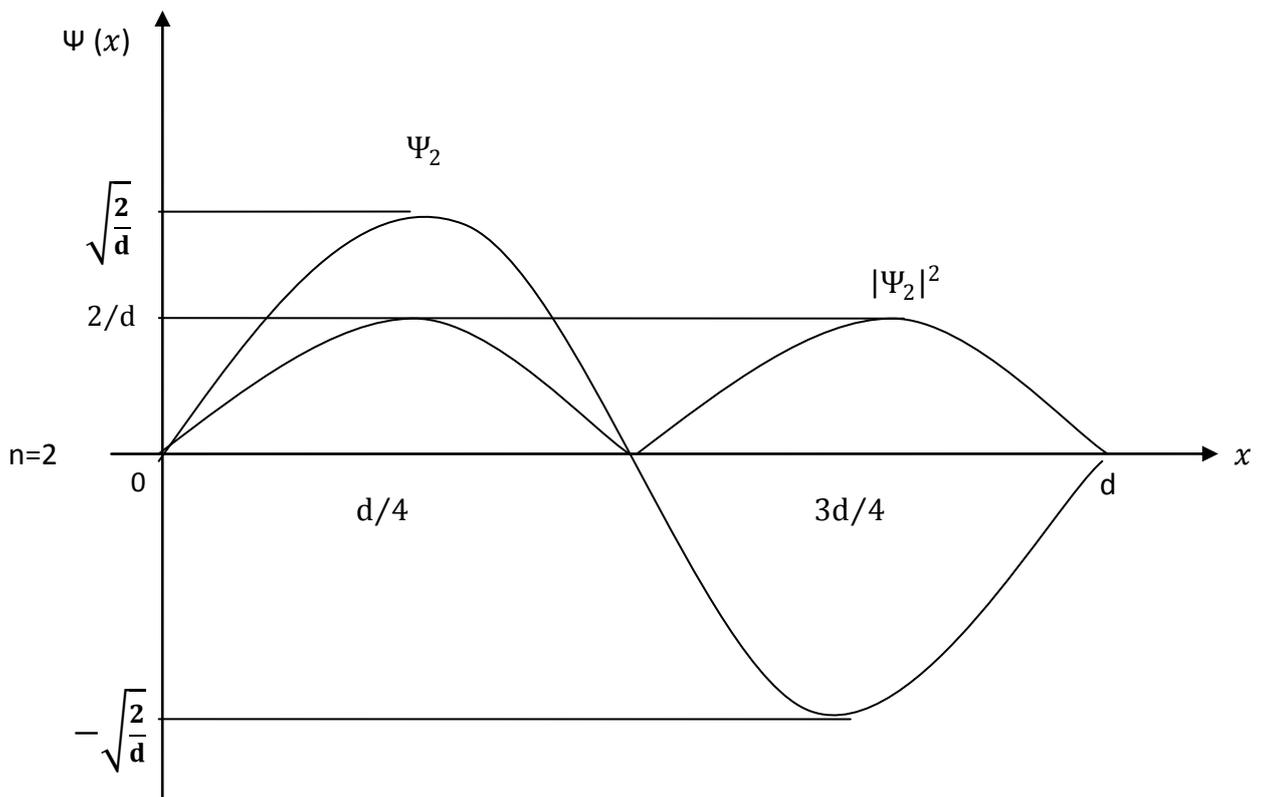
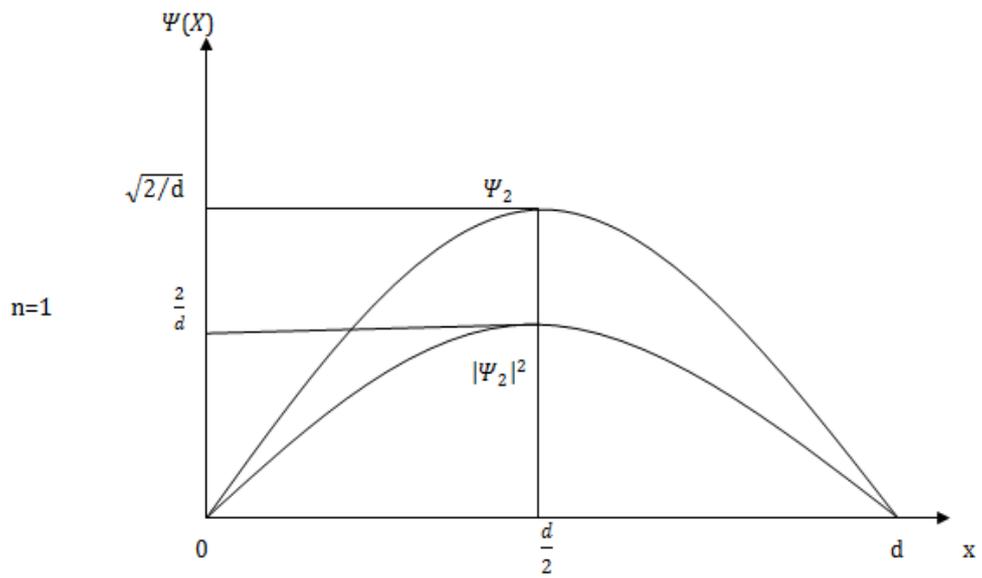
$$A_2 = \sqrt{2/d} \quad (2.15)$$

Finalement :

$$\Psi_2(x) = \sqrt{2/d} \sin\left(\frac{n\pi x}{d}\right) \quad (2.16)$$

$$|\Psi_2(x)|^2 = \frac{2}{d} \left[ \sin^2\left(\frac{n\pi x}{d}\right) \right] \quad (2.17)$$

A titre d'exemple, sont représentés sur la figure (2.2) les allures des fonctions d'onde.



**Figure 2. 2** Fonction d'onde et probabilité de présence de la particule dans l'état fondamental ( $n=1$ ) et l'état excité le plus bas ( $n=2$ ).

## 2.4 Puits de potentiel de profondeur finie

On considère un modèle unidimensionnel de direction  $ox$  dans lequel un puits de potentiel a la forme représentée sur la figure (2.3).

Intéressons-nous aux états d'énergie  $E$  associés aux particules confinées dans le puits tel que  $E < V_0$ . On désigne par  $\alpha$  et  $\beta$  les scalaires réels positifs tels que :

$$\begin{cases} \alpha^2 = \frac{2m_2^*E}{\hbar^2} \\ \beta^2 = 2m_1^*(V_0 - E)/\hbar^2 \end{cases} \quad (2.18)$$

Où :

$m_1^*$  est la masse effective de la particule dans la région (1) et (3).

$m_2^*$  dans la région (2).

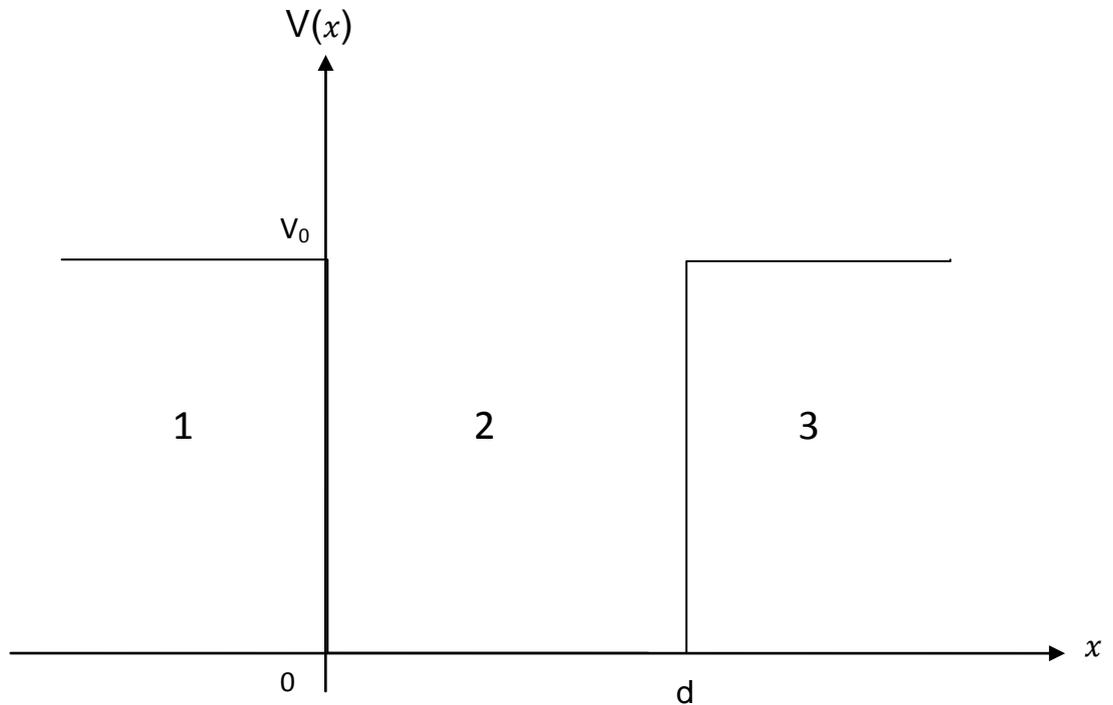
$V_0$  est la profondeur du puits et  $\hbar$  constante de Planck.

Les équations de Schrödinger relatives aux trois régions et la solution correspondante  $\Psi_1(x)$ ,  $\Psi_2(x)$ ,  $\Psi_3(x)$  sont :

$$\begin{cases} (d^2\Psi_1/dx^2) - \beta^2\Psi_1 = 0 \\ (d^2\Psi_2/dx^2) - \alpha^2\Psi_2 = 0 \\ (d^2\Psi_3/dx^2) - \beta^2\Psi_3 = 0 \end{cases} \quad (2.19)$$

Soit :

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A_1 e^{\beta x} + B_1 e^{-\beta x} \\ \Psi_2 &= A_2 e^{j\alpha x} + B_2 e^{-j\alpha x} \\ \Psi_3 &= A_3 e^{\beta(x-d)} + B_3 e^{-\beta(x-d)} \end{aligned} \quad (2.20)$$



**Figure 2.3** puits de potentiel à profondeur finie

On écrit d'abord que la fonction d'onde est partout finie :

- 1-  $\Psi_2(x)$  est finie sur l'intervalle  $[0, d]$ , lorsque  $x \rightarrow -\infty : \Psi_1(x) \rightarrow +\infty$  à cause du terme  $B_1 e^{-\beta x}$ , on doit donc choisir  $B_1=0$
- 2- pour des raisons analogues, il faut que  $A_3$  soit nul, donc le système d'équations (2.20) s'écrit

$$\begin{cases} \Psi_1 = A_1 + e^{\beta x} \\ \Psi_2 = A_2 e^{j\alpha x} + B_2 e^{-j\alpha x} \\ \Psi_3 = B_3 e^{(-\beta(x-d))} \end{cases} \quad (2.21)$$

Les conditions de continuité aux niveaux des interfaces ( $x=0$ ) et ( $x=d$ ) s'écrivent :

$x=0$

- $\Psi_1(0) = \Psi_2(0)$
- $(1/m_1^*) \cdot d\Psi_1(x)/dx = (1/m_2^*) \cdot d\Psi_2(x)/dx$

$x=d$

- $\Psi_2(d) = \Psi_3(d)$
- $(1/m_2^*) \cdot d\Psi_2(x)/dx = (1/m_1^*) \cdot d\Psi_3(x)/dx$

Lorsqu'on les applique le système devient :

$$\begin{cases} A_1 - A_2 - B_2 = 0 \\ A_2 e^{jad} + B_2 e^{-jad} - B_3 = 0 \\ (\beta/m_1^*) \cdot A_1 - (\alpha/m_2^*) \cdot A_2 + j(\alpha/m_2^*) \cdot B_2 = 0 \\ j(\frac{\alpha}{m_2^*}) \cdot A_2 e^{jad} - j(\frac{\alpha}{m_2^*}) \cdot B_2 e^{-jad} + (\frac{\beta}{m_1^*}) \cdot B_2 = 0 \end{cases} \quad (2.22)$$

Ce système linéaire et homogène n'a de solution non nulle que si son déterminant est nul.

$$\begin{vmatrix} 1 & -1 & 0 & -1 \\ \beta/m_1^* & -j\alpha/m_2^* & 0 & j\alpha/m_2^* \\ 0 & e^{jad} & -1 & e^{-jad} \\ 0 & (\alpha/m_2^*)e^{jad} & \beta/m_1^* & -(\alpha/m_2^*)e^{jad} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.23)$$

La méthode de calcul consiste à se ramener le plus rapidement possible au calcul « classique » d'un déterminant de troisième ordre :

Ce qui donne :

$$-j\frac{\alpha}{m_2^*} \left[ j\frac{\alpha}{m_2^*} e^{-j\alpha d} - \frac{\beta}{m_1^*} e^{-j\alpha d} \right] + j\frac{\alpha}{m_2^*} \left[ \frac{\beta}{m_1^*} e^{j\alpha d} + j\frac{\alpha}{m_2^*} e^{-j\alpha d} \right] +$$

$$\frac{\beta}{m_1^*} \left[ j\frac{\alpha}{m_2^*} e^{-j\alpha d} - \frac{\beta}{m_1^*} e^{-j\alpha d} \right] + \frac{\beta}{m_1^*} \left[ \frac{\beta}{m_1^*} e^{-j\alpha d} + j\frac{\alpha}{m_2^*} e^{-j\alpha d} \right] = 0 \quad (2.24)$$

Après simplification de l'équation (2.24) on obtient :

$$\sqrt{2m_2^*E_n/\hbar^2} \cdot d = n \cdot \pi + 2\text{Arc tan} \left[ \sqrt{m_2^*(V_0 - E_n)/m_1^*E_n} \right] \quad (2.25)$$

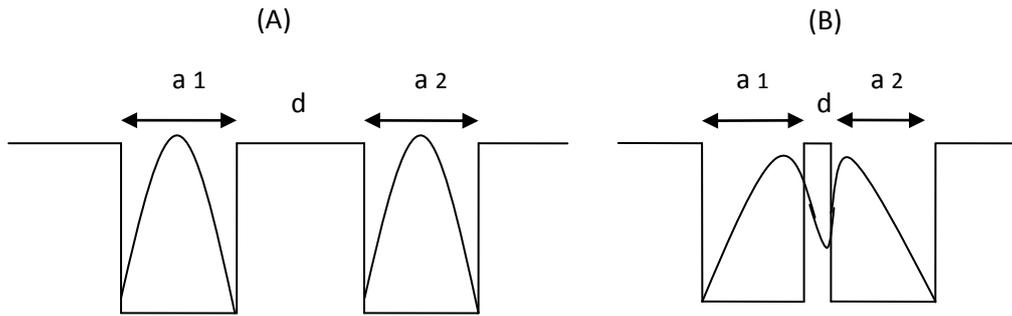
Les valeurs propres  $E_n$  correspondantes à chaque entier  $n$  sont déterminées à partir de l'équation (2.35), ainsi appelée équation aux valeurs propres. [15]

## 2.5 Puits quantiques couplés

Les hétérostructures à doubles puits quantiques sont formées par 2 puits et 3 barrières, comme on peut le voir sur la figure (2.4).

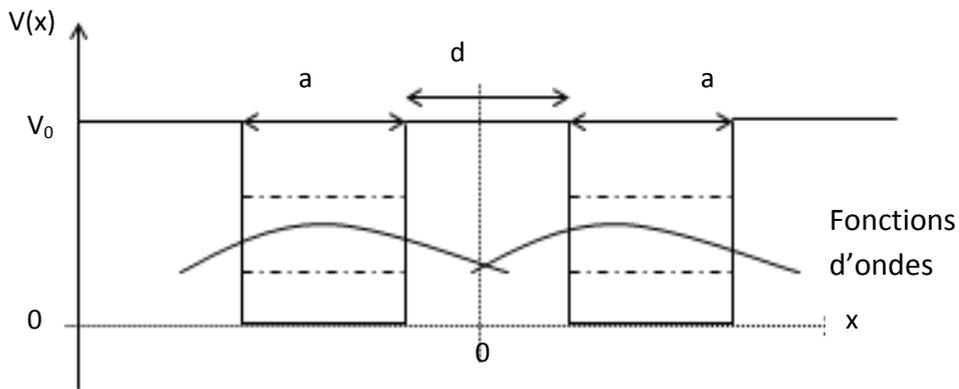
L'intérêt de ce type d'hétérostructure réside d'abord dans la largeur de la barrière centrale ( $d$ ) insérée entre les deux puits quantiques :

- Si la barrière «  $d$  » est très large fig (2.4.A), alors les deux puits ne sont pas couplés et donc isolés l'un de l'autre, chacun des puits quantiques peut être étudié indépendamment de l'autre. Les porteurs sont entièrement confinés dans les puits.
- Si la barrière «  $d$  » est suffisamment fine fig (2.4 .B), alors les deux puits sont couplés et donc dépendants l'un de l'autre. Les porteurs ne sont pas complètement confinés dans les puits, car un électron présent dans l'un des puits peut traverser la barrière par effet tunnel et se retrouver dans l'autre puits. [16]



**Figure 2.4** structure à double puits quantique : (A) : non couplés, (B) : couplés.

L'hétérostructure de la figure (2.5) où les largeurs des deux puits quantiques sont exactement identiques  $a_1=a_2$ , est dite hétérostructure à double puits quantiques symétriques.



**Figure 2.5** Structure à double puits quantiques identiques.

Dans cette hétérostructure les états confinés dans le puits 1 sont exactement en face des états confinés dans le puits 2, en particulier, les énergies propres des états confinés sont exactement identiques dans les deux puits, même chose pour les fonctions d'onde des états confinés.

Pour une particule donnée (électron, trou) il en résulte une probabilité de transfert identique de gauche vers la droite (du puits 1 vers le puits 2) et de la droite vers la gauche (du puits 2 vers le puits 1).

Ceci veut dire que la probabilité  $P_{12}$  pour que le porteur de charge confiné dans le puits 1 se trouve dans le puits 2 est exactement égale à la probabilité  $P_{21}$  pour que le porteur de charge confiné dans le puits 2 se trouve dans le puits 1, donc, l'une des conséquences fondamentales d'une telle hétérostructure symétrique est que pour chaque type de particule chargée (électron, trou), on vérifie l'égalité :  $P_{12}=P_{21}$ . [16]

Le calcul des énergies de quantifications et des fonctions d'onde dans de telles structures peut être fait par la résolution de l'équation de Schrödinger par des méthodes numériques, c'est ce qu'on va voir dans le chapitre suivant.

## **2.6 Conclusion**

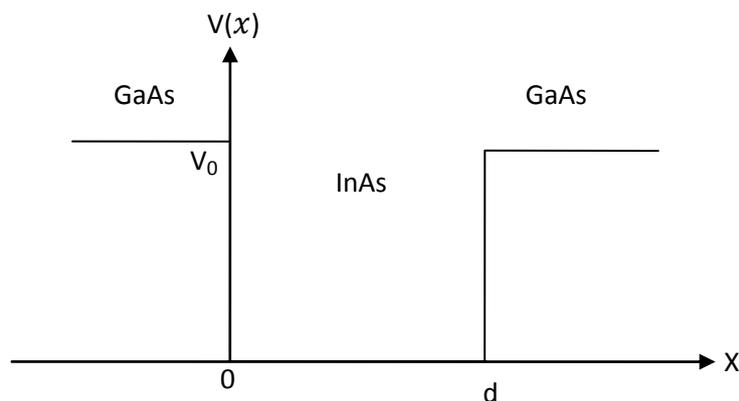
Nous avons rappelé en premier lieu dans ce deuxième chapitre les conditions nécessaires à l'apparition du phénomène de quantification d'énergie. Après, nous avons présenté un calcul théorique des niveaux d'énergie associés aux particules confinées pour un modèle du puits à potentiel infini et à potentiel fini.

### 3.1 Introduction

Dans ce chapitre, on va aborder la première partie de simulation en utilisant un programme développé d'une façon à nous permettre de calculer les niveaux d'énergie de quantification et la longueur d'onde d'émission d'une structure GaAs/InAs/GaAs à puits, fil et boîte quantique, et cela en faisant varier la largeur de puits.

### 3.2 Étude du puits quantique

La structure de puits que nous avons choisie est la suivante :



**Figure 3.1** structure à puits quantique GaAs /InAs /GaAs.

- Par la résolution de l'équation aux valeurs propres

### 3.2.1 Calcul de l'énergie de quantification dans le puits

Le calcul des énergies de quantification des particules (électrons, trous) est basé sur la relation appelée « équation aux valeurs propres (équation (2-34)) ».

l'organigramme de la figure(3.2) montre le processus de calcul des valeurs d'énergie quantifiée dans le puits quantique, compte tenu des paramètres d'entrée telle que la largeur du puits « d ».

pour le calcul d'énergie dans la bande de valence, on utilise le même organigramme, avec les modifications suivantes :

- la barrière «  $V_c$  » sera remplacée par «  $V_v$  » .

$V_c$  : barrière de potentiel dans la bande de conduction.

$V_v$  : barrière de potentiel dans la bande de valence.

avec :  $V_c = 0,697 \text{ eV}$

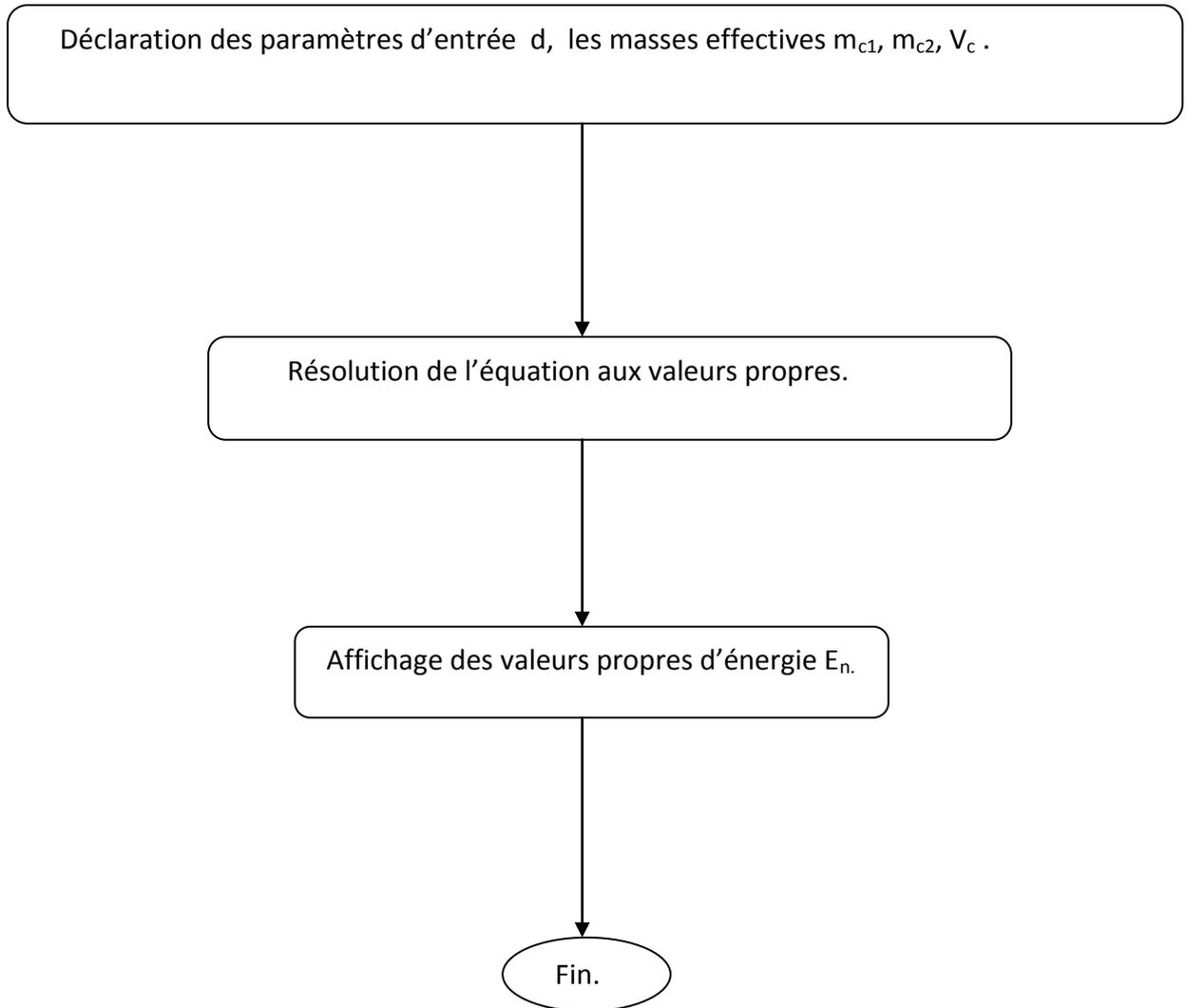
$V_v = 0,441 \text{ eV}$

- la masse effective des électrons  $m_e^*$  sera remplacée par la masse effective des trous  $m_h^*$ .

$$\text{pour l'InAs} \quad \begin{cases} m_e^* = 0.023 * m_0 \\ m_h^* = 0.41 * m_0 \end{cases}$$

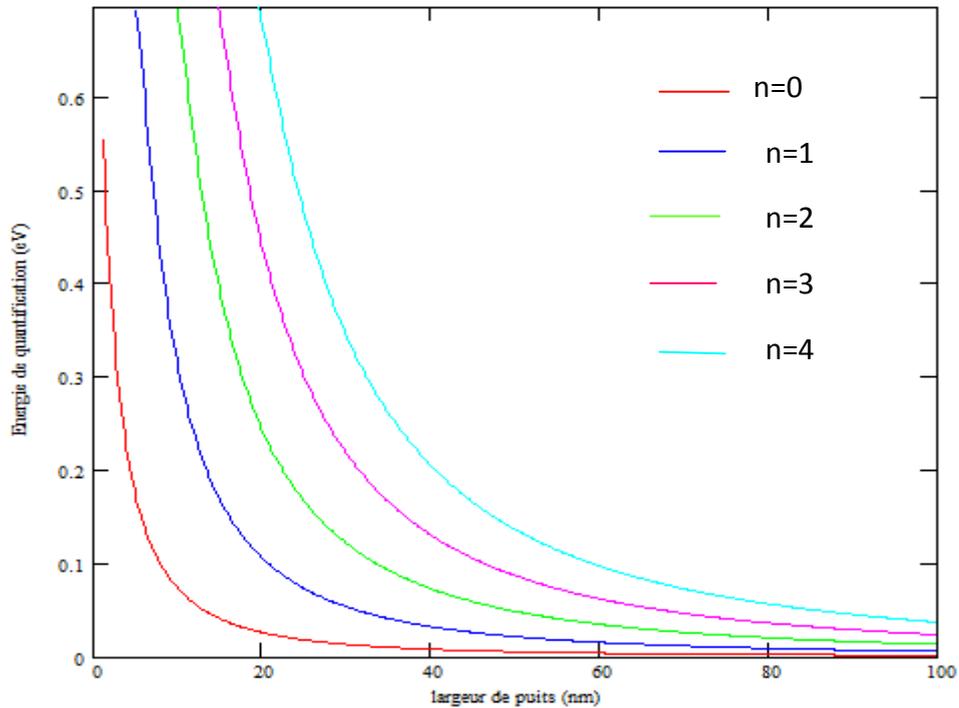
$$\text{pour le GaAs} \quad \begin{cases} m_e^* = 0.067 * m_0 \\ m_h^* = 0.51 * m_0 \end{cases}$$

où :  $m_0 = 9.1 * 10^{-31} \text{ kg}$ .



**Figure 3.2** Organigramme du calcul de l'énergie de quantification dans le puits quantique.

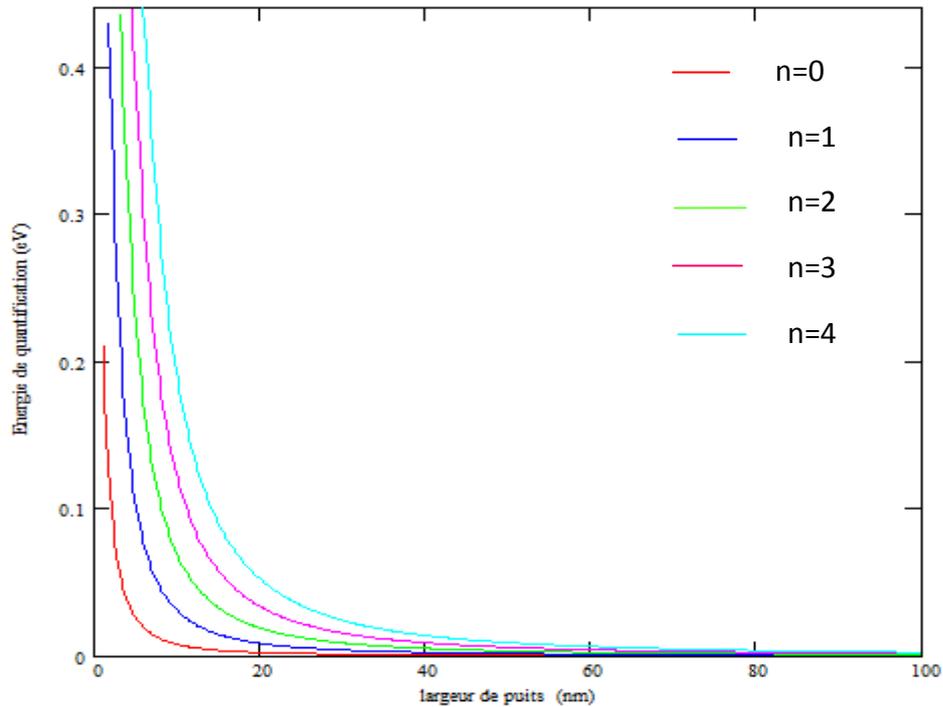
**a - Energie de quantification dans la bande de conduction**



**Figure 3. 3** les niveaux d'énergies de quantification des électrons en fonction de la largeur de puits.

La figure (3.3) montre les niveaux d'énergie des électrons en fonction de la largeur du puits quantique. On voit bien que l'énergie de quantification des électrons suit une évolution décroissante en fonction de la largeur du puits et se rapprochent de zéro autour de 100 nm, où le matériau devient massif.

**b - Energie de quantification dans la bande de valence**



**Figure 3.4** les niveaux d'énergies de quantification des trous en fonction de la largeur du puits.

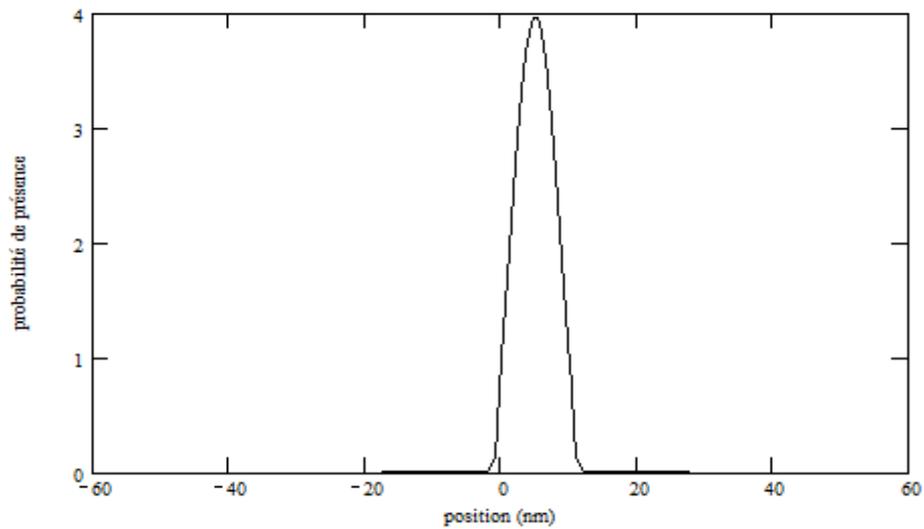
La figure (3.4) montre les niveaux d'énergie des trous en fonction de la largeur du puits quantique. On voit bien que l'énergie de quantification des trous suit une évolution décroissante en fonction de la largeur et se rapprochent de zéro autour de 20 nm, où le matériau devient massif.

On remarque aussi que le nombre des niveaux augmente lorsque la largeur de puits augmente. D'autre part, les niveaux se rapprochent entre eux lorsque la largeur de puits augmente.

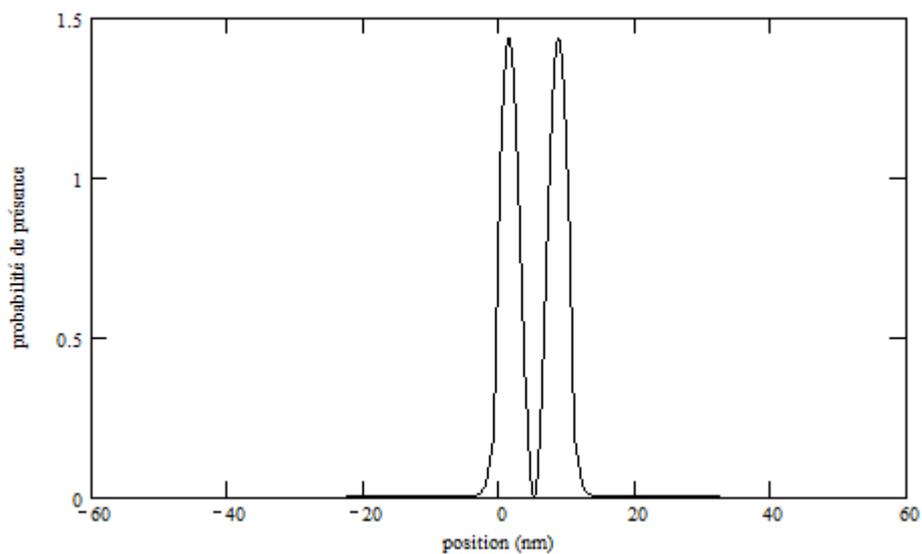
### 3.2.2 Probabilité de présence

#### *a- probabilité de présence dans la bande de conduction*

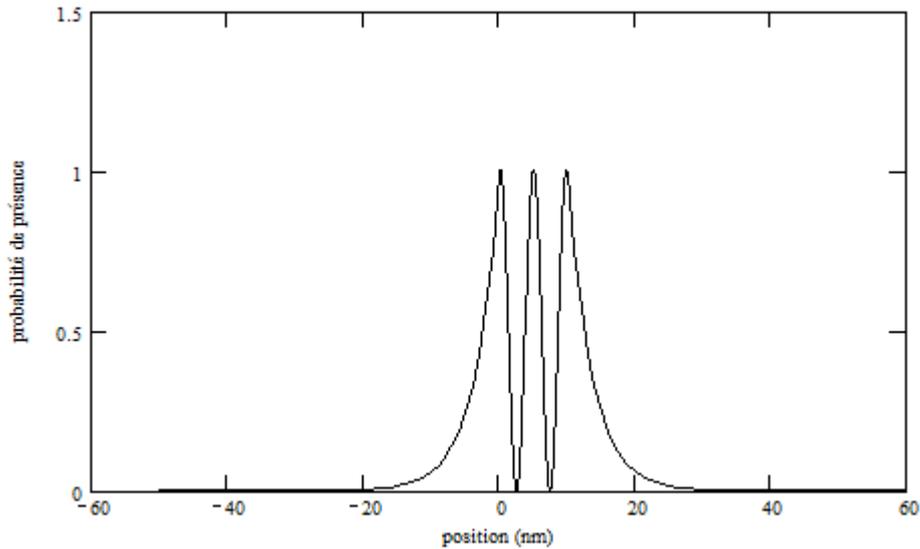
La probabilité de trouver une particule (trou ou électron) à une position est donnée par la norme au carré de la fonction d'onde ( $|\Psi|^2$ ).



**Figure 3.5** la densité de probabilité de présence relative des électrons dans le puits pour le niveau fondamental ( $n=0, d=10\text{nm}$ ).



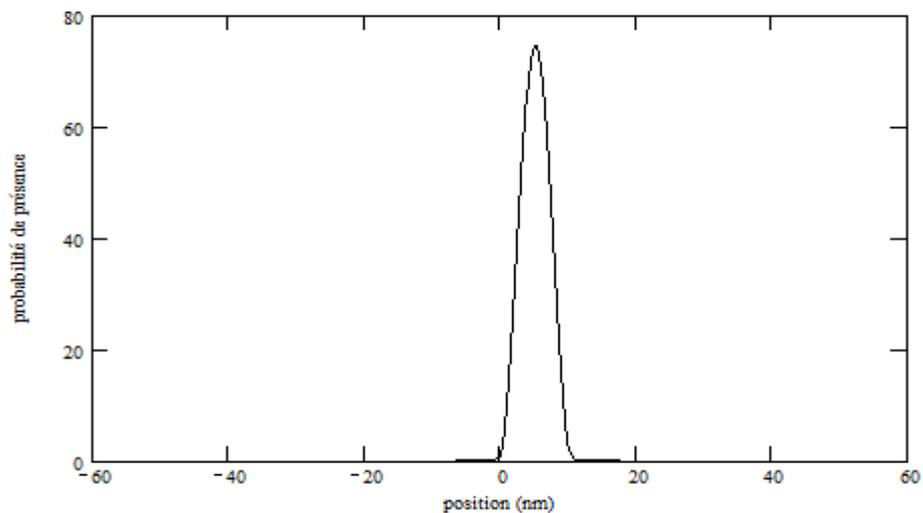
**Figure 3.6** la densité de probabilité de présence relative des électrons dans le puits pour le niveau excité ( $n=1, d=10\text{nm}$ ).



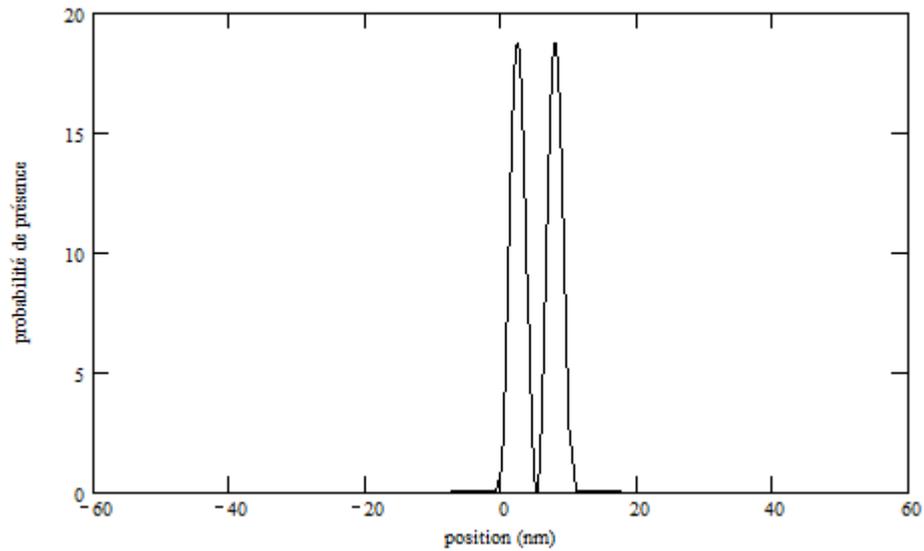
**Figure 3.7** la densité de probabilité de présence relative des électrons dans le puits pour le niveau excité ( $n=2$ ) ( $d=10\text{nm}$ ).

Les figures (3.5), (3.6) et (3.7) montrent la probabilité de présence des électrons dans le puits, à partir de ces figures on peut remarquer que la probabilité de présence des électrons dans le niveau fondamental ( $n=0$ ) (figure (3.5)) est localisée dans le puits.

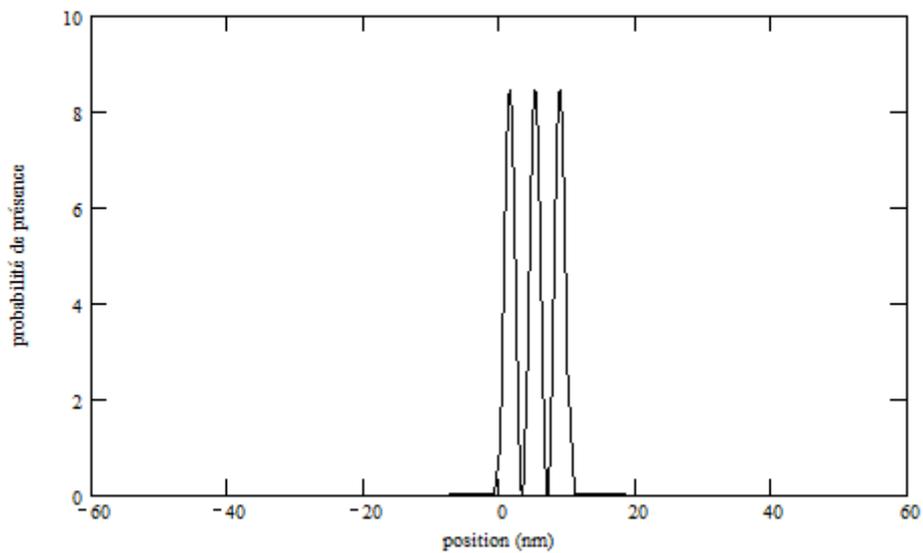
***b - La probabilité de présence dans la bande de valence***



**Figure 3.8** la densité de probabilité de présence relative des trous dans le puits pour le niveau fondamental ( $n=0, d=10\text{nm}$ ).



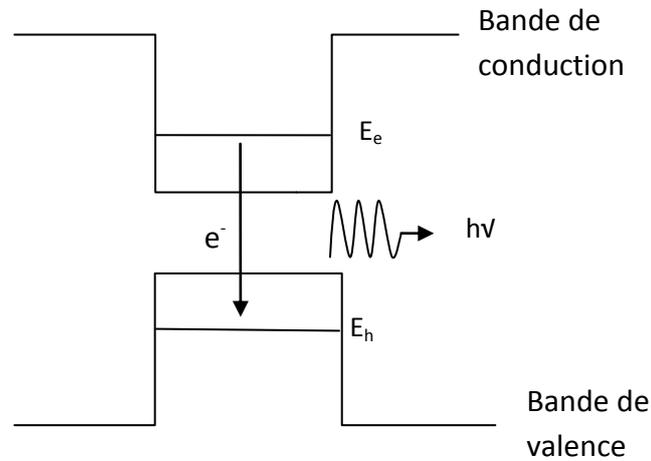
**Figure 3.9** la densité de probabilité de présence relative des trous dans le puits pour le niveau excité ( $n=1, d=10\text{nm}$ ).



**Figure 3.10** la densité de probabilité de présence relative des trous dans le puits pour le niveau excité ( $n=2, d=10\text{nm}$ ).

La même remarque que pour les électrons, la probabilité de présence des trous est confinée dans le puits pour le niveau fondamental.

### 3.2.3 Energie de transition

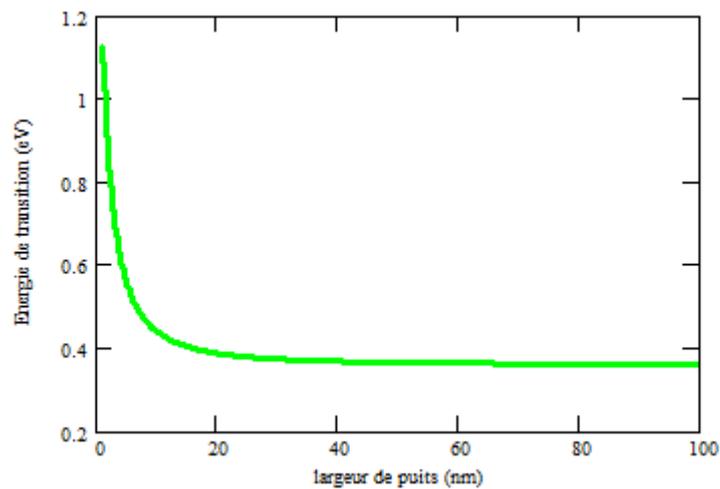


**Figure 3.11** transition des électrons.

L'expression de l'énergie de transition s'écrit comme suit :

$$E_{tr} = E_g + E_e + E_h \quad (3.1)$$

Où :  $E_e$  est l'énergie de quantification des électrons,  $E_h$  est l'énergie de quantification des trous et  $E_g$  est l'énergie de gap.



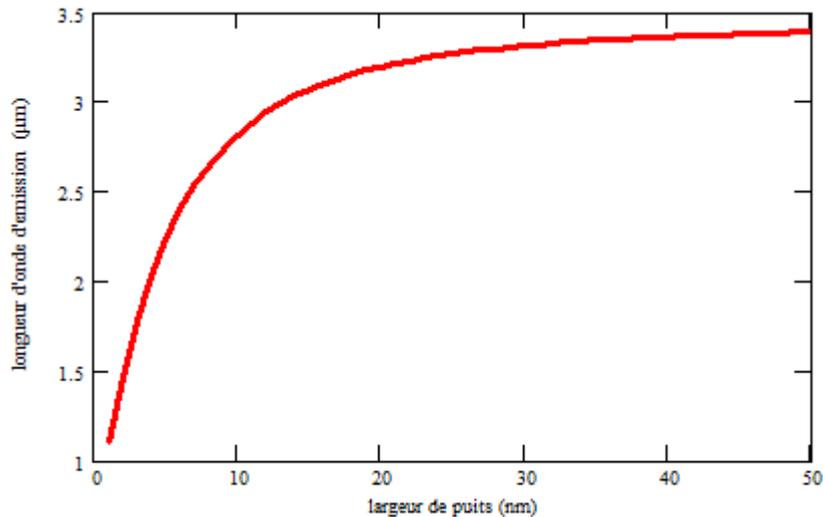
**Figure 3.12** Energie de transition des électrons-trous en fonction de la largeur de puits quantique.

La figure 3.12 montre l'énergie de transition électron-trou en fonction de la largeur du puits. On voit bien que l'énergie de transition électron-trou suit une évolution décroissante en fonction de la largeur du puits quantique.

### 3.2.4 Longueur d'onde d'émissions

L'expression de la longueur d'onde s'écrit comme suit :

$$\lambda = \frac{1.24}{E_{tr}} \quad (3.2)$$



**Figure 3.13** variation de longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits.

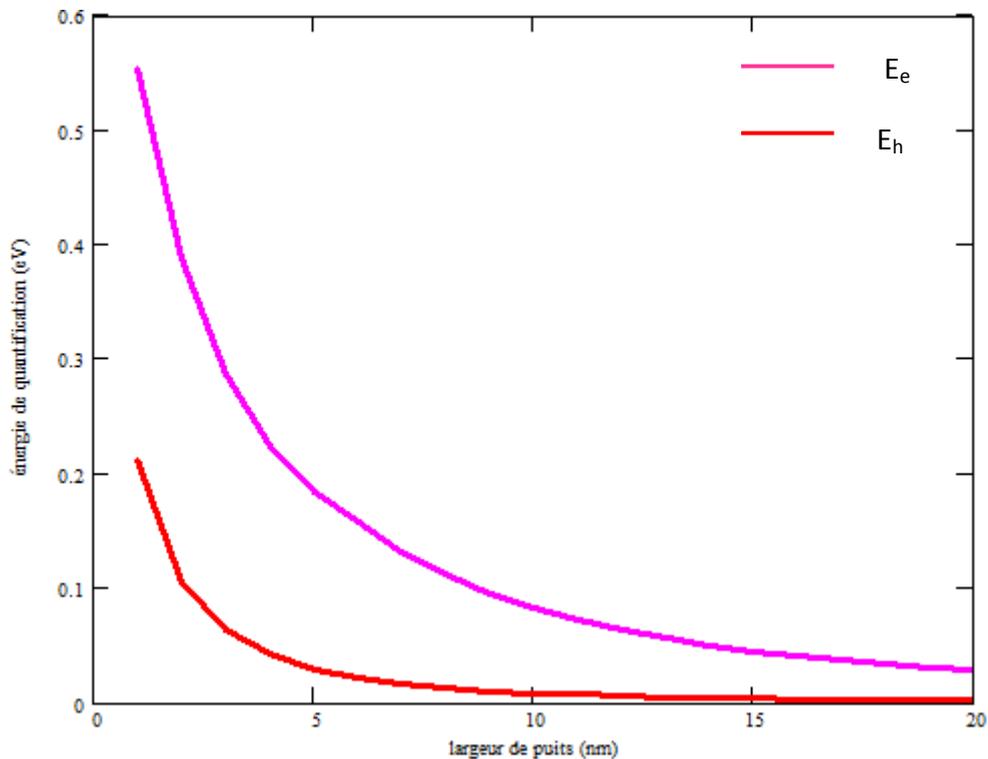
La figure 3.13 montre la longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits quantique. On voit bien que la longueur d'onde suit une évolution croissante en fonction de la largeur de puits quantique. Après 40 nm on remarque une stabilité de la longueur d'onde d'émission.

- **Par la résolution de l'équation de Schrödinger par les éléments finis**

On utilise le logiciel COMCOL qui permet de résoudre l'équation de Schrödinger par les éléments finis. La résolution de cette équation donne la fonction d'onde d'un électron ou d'un trou avec les valeurs d'énergie, et pour cela nous devons définir plusieurs constantes et paramètres tels que les masses effectives des électrons et des

trous pour les deux matériaux (substrat : GaAs ; puits : InAs) et les barrières de potentiels entre ces deux matériaux.

### 3.2.5 Energie de quantification dans la bande de conduction et la bande de valence



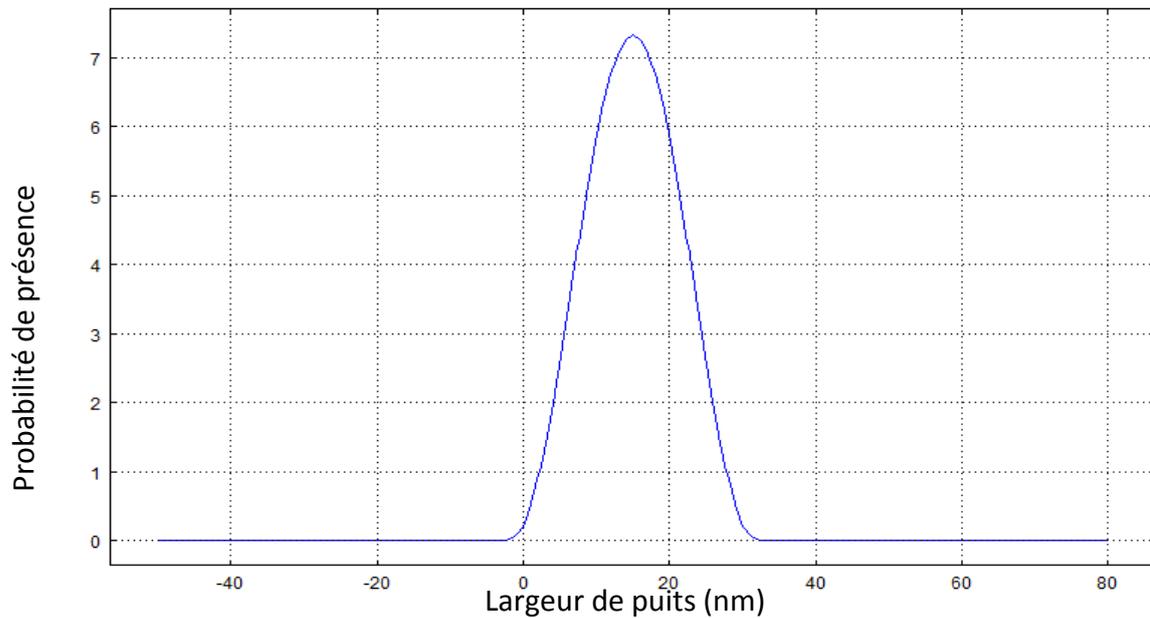
**Figure 3.14** Energie de quantification des électrons et des trous en fonction de la largeur de puits.

La figure 3.14 montre l'énergie de quantification des électrons et des trous du niveau fondamental en fonction de la largeur du puits quantique.

On voit bien que les énergies de quantification des électrons et des trous suivent une évolution décroissante en fonction de la largeur du puits quantique et se rapprochent de zéro autour de 20 nm.

L'énergie de quantification des électrons représente un grand décalage par rapport à celle des trous.

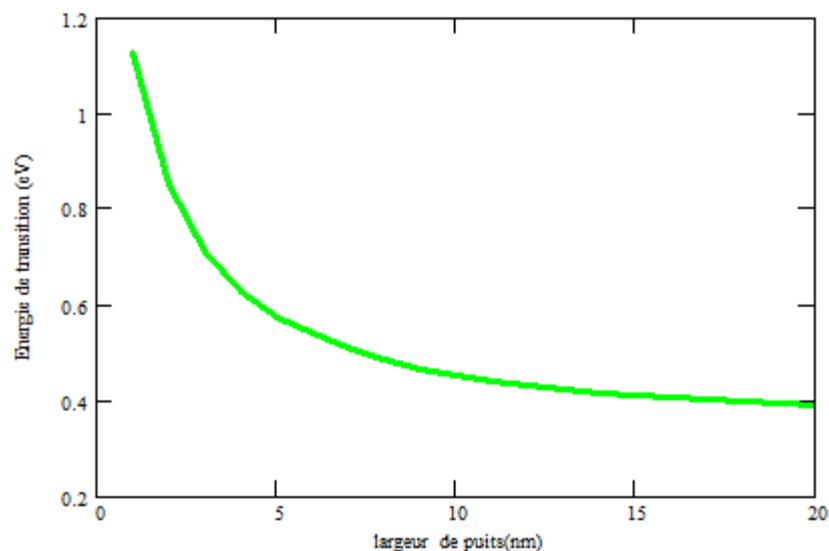
### 3.2.6 Probabilité de présence



**Figure 3.15** la probabilité de présence dans le puits quantique pour l'état fondamental ( $d=20\text{nm}$ ).

D'après la figure 3.15, on constate que la probabilité de présence des électrons est confinée dans le puits quantique pour l'état fondamental.

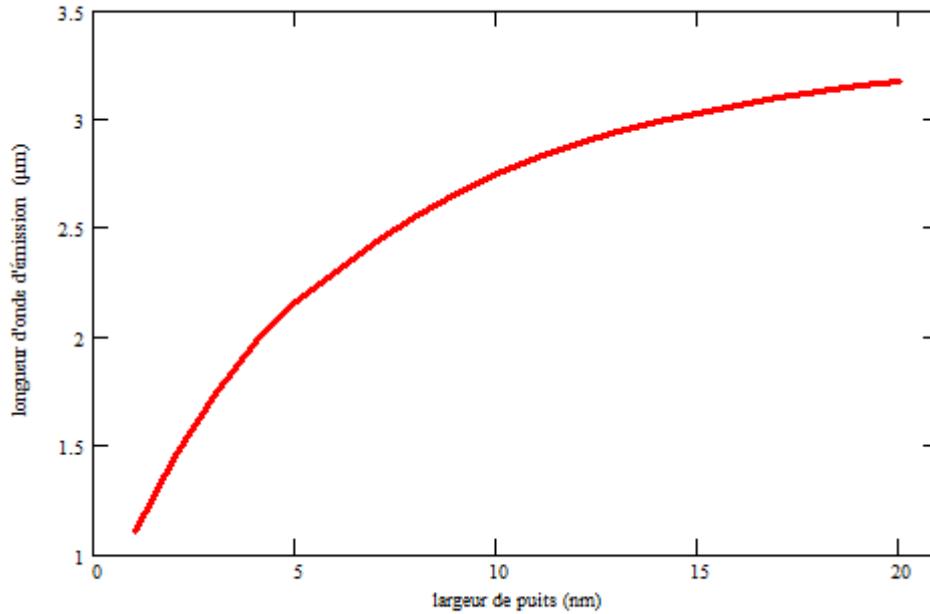
### 3.2.7 Energie de transition



**Figure 3.16** Energie de transition électrons-trous en fonction de la largeur de puits quantique.

La figure 3.16 montre l'énergie de transition électron-trou en fonction de la largeur du puits. On voit bien que l'énergie de transition électron-trou suit une évolution décroissante en fonction de la largeur du puits quantique.

### 3.2.8 Longueur d'onde d'émission

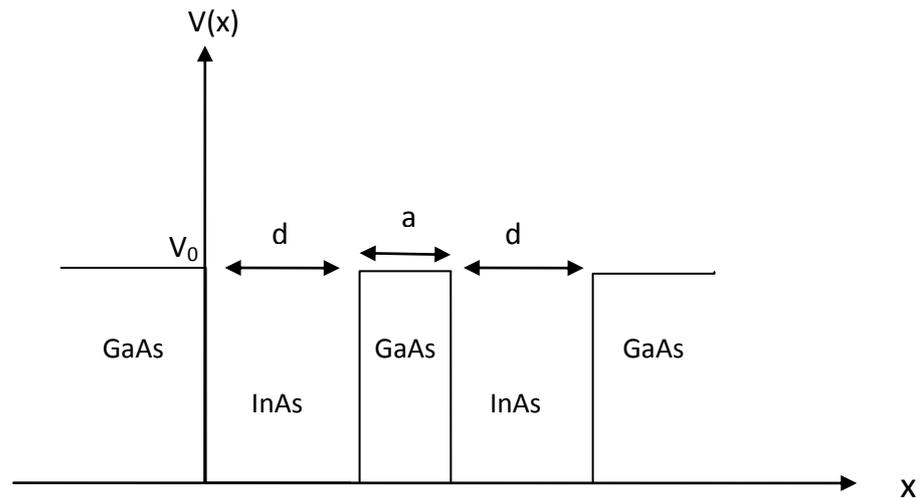


**Figure 3.17** Variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits quantique.

La figure (3.17) montre la longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits quantique. On voit bien que la longueur d'onde d'émission croît en fonction de la largeur de puits.

### 3.3 Étude de Puits quantiques couplés

On considère maintenant une structure à double puits quantiques symétriques. Pour étudier le comportement des électrons dans cette structure on fait varier la distance entre les deux puits. On fait cette étude pour des puits de 2nm, 4nm et 6nm de largeur à l'aide de COMSOL.



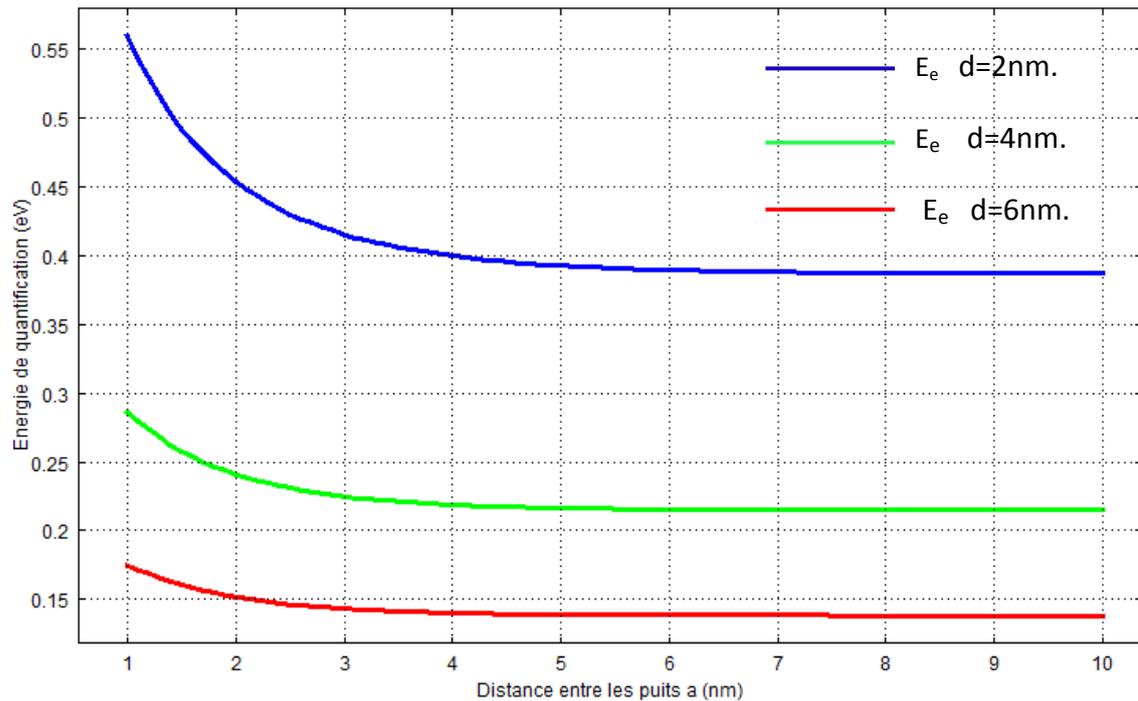
**Figure 3.18** Structure à double puits quantiques symétrique.

Avec :

$a$  : est la distance entre les puits.

$d$  : la largeur de puits quantique.

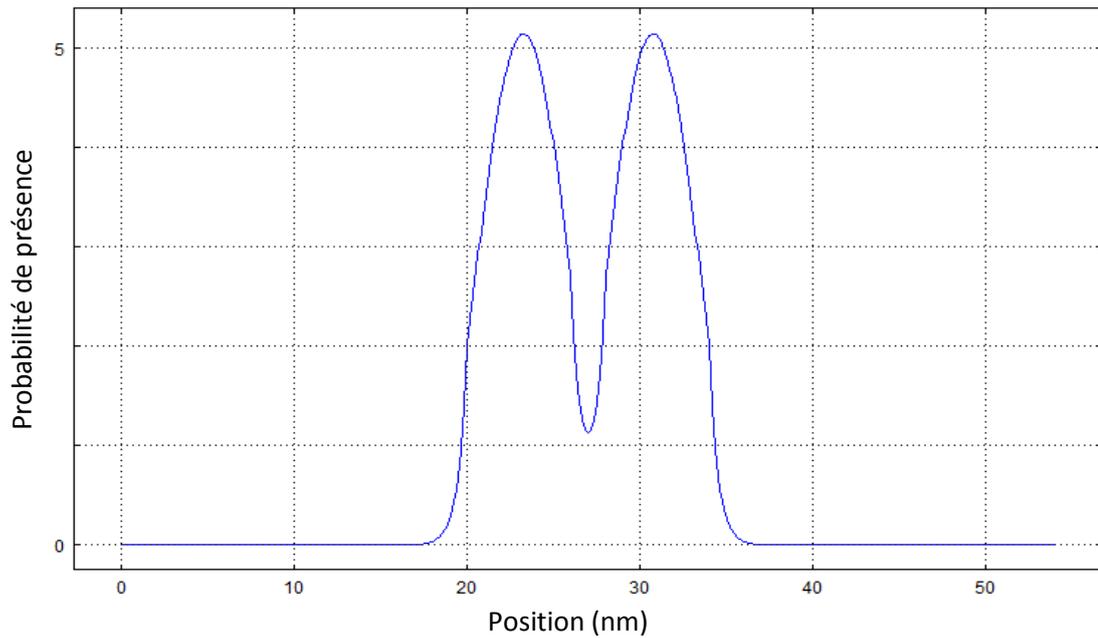
### 3.3.1 Energie de quantification



**Figure 3.19** Energie de quantification des électrons en fonction de la distance entre les puits.

D'après le graphe, on peut voir que lorsque la distance entre les puits augmente, le couplage diminue. En outre, plus la largeur de puits est petite, et plus l'énergie de quantification est grande.

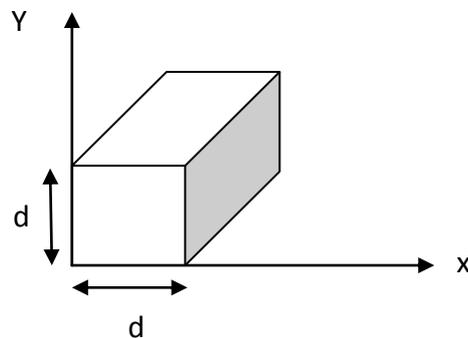
### 3.3.2 Probabilité de présence des électrons



**Figure 3.20** Probabilité de présence des électrons dans deux puits couplés symétriques ( $d=6$  nm,  $a=2$ nm).

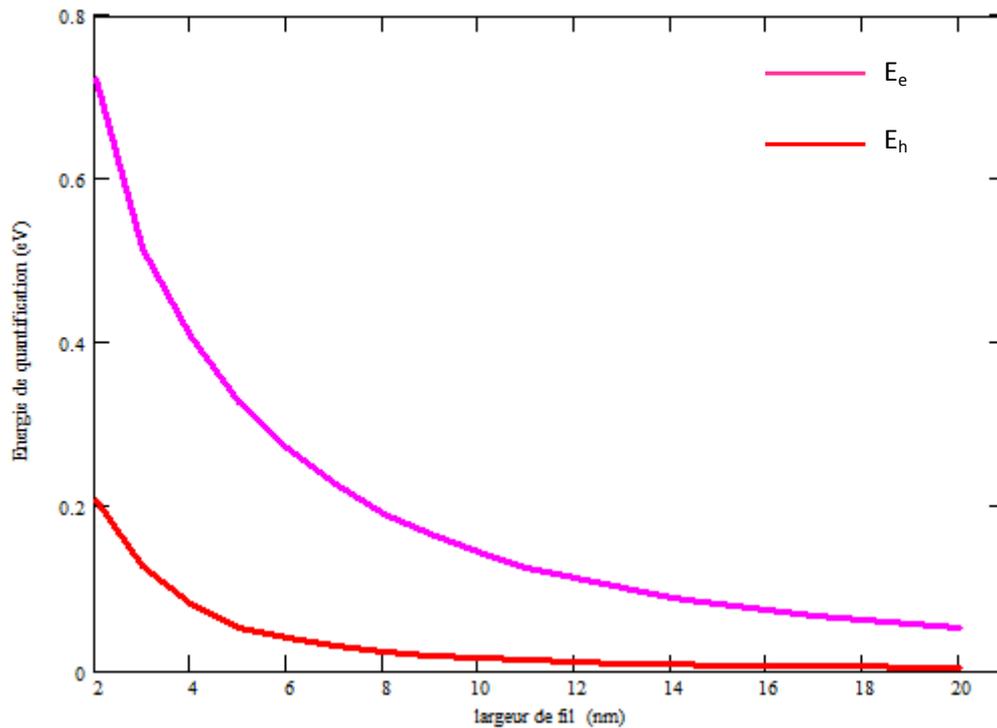
La figure (3.20) représente la Probabilité de présence des électrons dans deux puits couplés symétriques séparés d'une distance faible de 2nm. On voit bien le couplage entre les puits.

### 3.4 Etude du fil quantique



**Figure 3.21** structure de fil quantique.

### 3.4.1 Energie de quantification dans la bande de conduction et la bande de valence



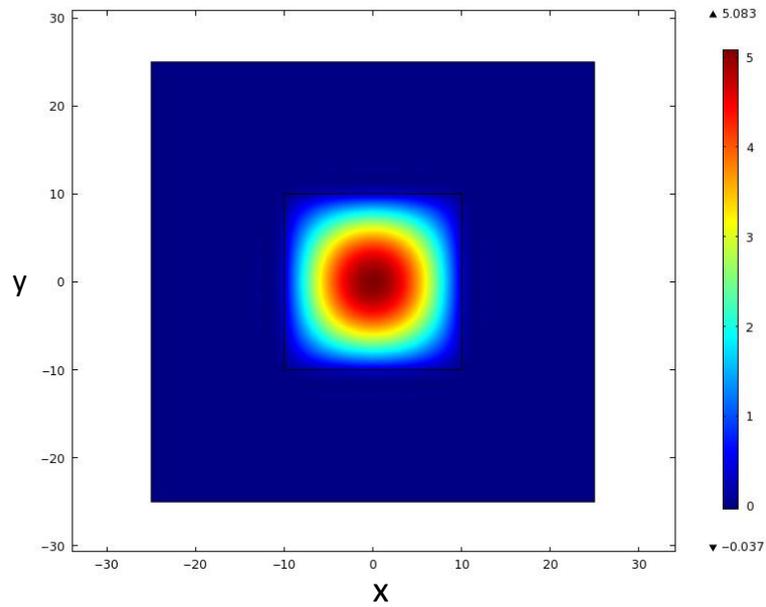
**Figure 3.22** Energie de quantification des électrons et des trous en fonction de largeur du fil.

La figure (3.22) montre l'énergie de quantification des électrons et des trous des niveaux fondamentaux en fonction de la largeur du fil quantique.

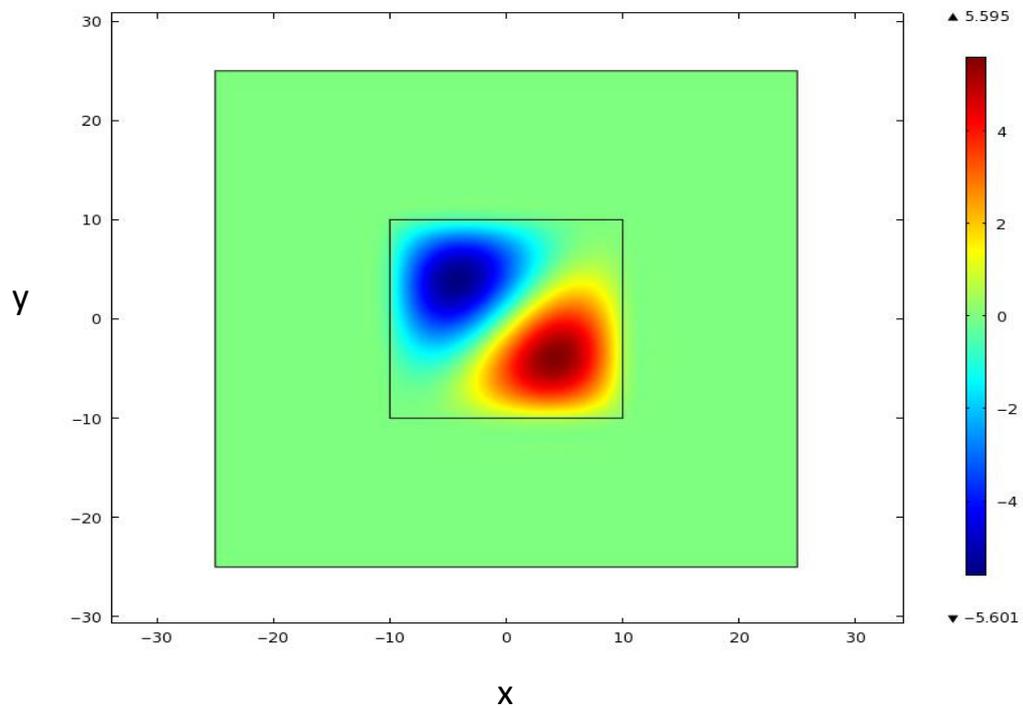
On voit bien que les énergies de quantifications des électrons et des trous suivent une évolution décroissante en fonction de la largeur du fil quantique et se rapprochent de zéro autour de 20 nm.

L'énergie de quantification des électrons représente un grand décalage par rapport à celle des trous.

### 3.4.2 Probabilité de présence



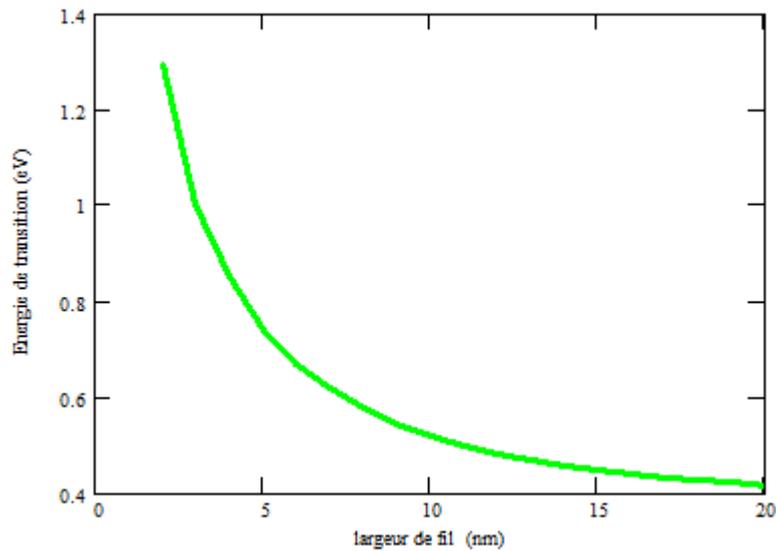
**Figure 3.23** probabilité de présence dans le fil pour le niveau fondamental ( $n=0, d=20\text{nm}$ ) ( $x, y$  des positions).



**Figure 3.24** probabilité de présence dans le fil de pour le niveau excité ( $n=1, d=20\text{nm}$ ) ( $X, Y$  des positions).

Les figures (3.23), (3.24) montrent la probabilité de présence des électrons dans le fil, à partir de ces figures on peut remarquer que la probabilité de présence d'un électron dans le niveau fondamental ( $n=0$ ) (figure (3.23)) est localisée dans le fil quantique.

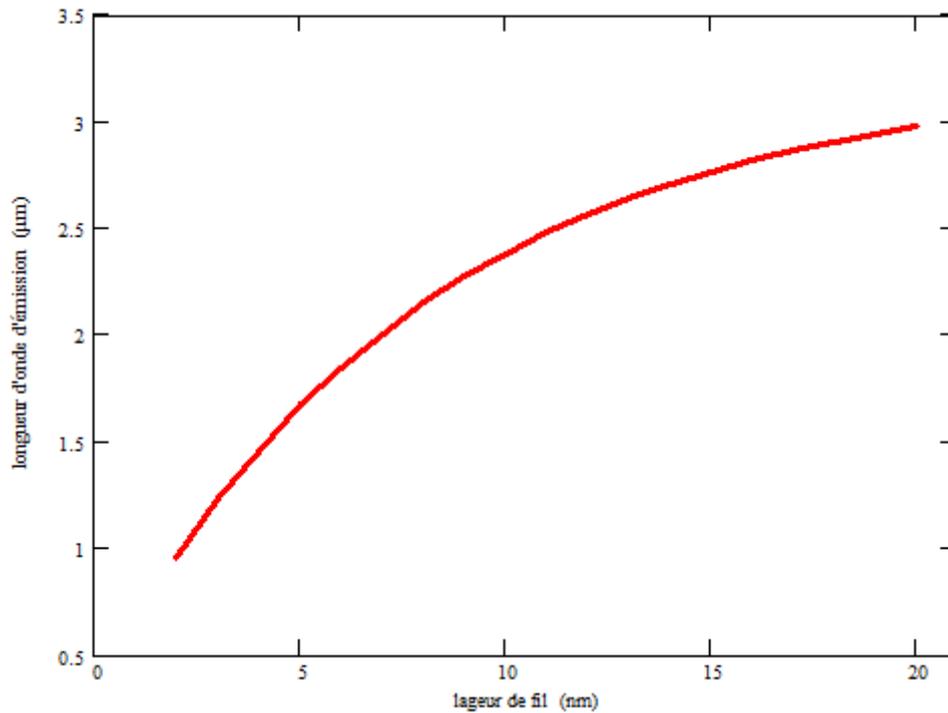
### 3.4.3 Energie de transition



**Figure 3.25** Energie de transition des électrons - trous en fonction de la largeur de fil.

La figure (3.25) montre l'énergie de transition électron-trou en fonction de la largeur de fil quantique. On voit bien que l'énergie de transition électron-trou décroît en fonction de la largeur du fil quantique.

### 3.4.4 Longueur d'onde d'émission

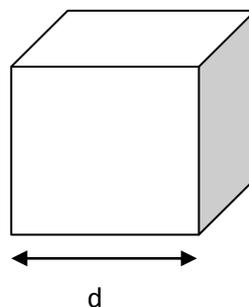


**Figure 3.26** Variation de la longueur d'onde d'émission on fonction de la largeur du fil quantique.

La figure (3.26) montre la longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du fil quantique. On voit bien que la longueur d'onde d'émission croît en fonction de la largeur du fil.

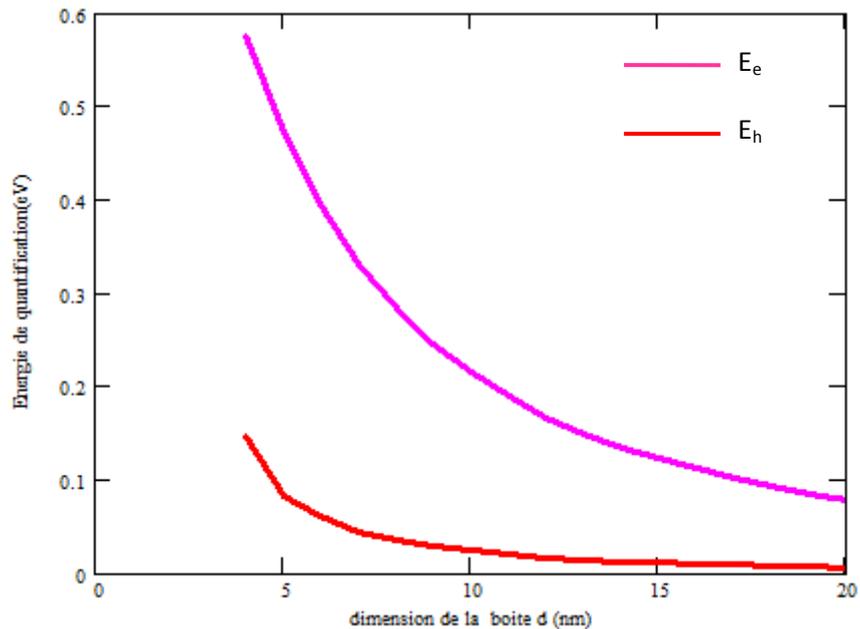
### 3.5 Etude des boites quantiques

On utilise dans la simulation une boîte quantique de forme cubique d'arête «  $d$  ».



**Figure 3.27** structure de boîte quantique

### 3.5.1 Energie de quantification dans la bande de conduction et la bande de valence



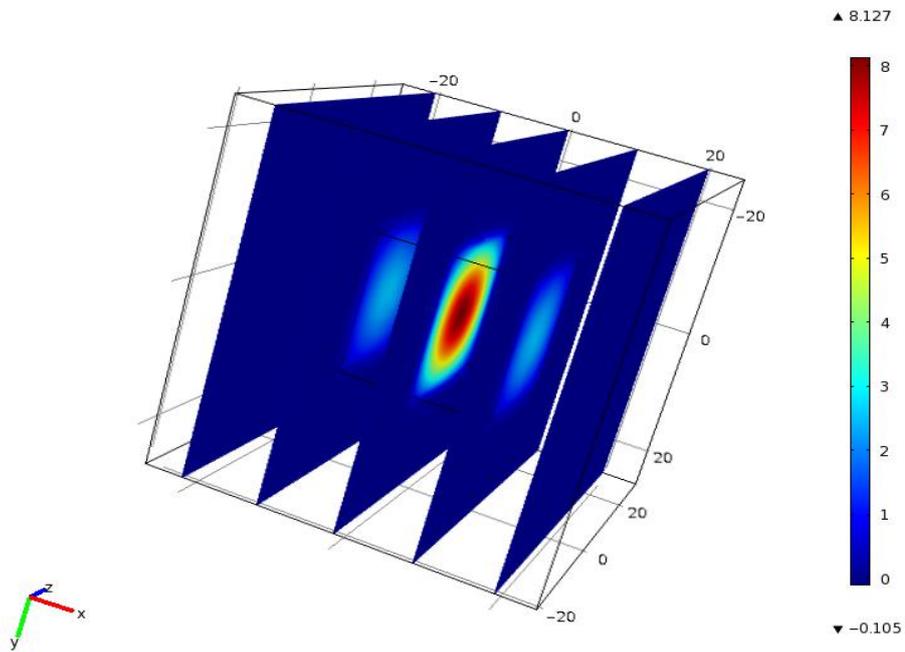
**Figure 3.28** Energie de quantification des électrons et des trous en fonction de l'arête de la boîte.

La figure (3.28) montre l'évolution de l'énergie de quantification des électrons et des trous en fonction des dimensions de la boîte quantique.

On voit bien que les énergies de quantification des électrons et des trous suivent une évolution décroissante en fonction de l'arête de la boîte quantique et se rapprochent de zéro autour de 20 nm.

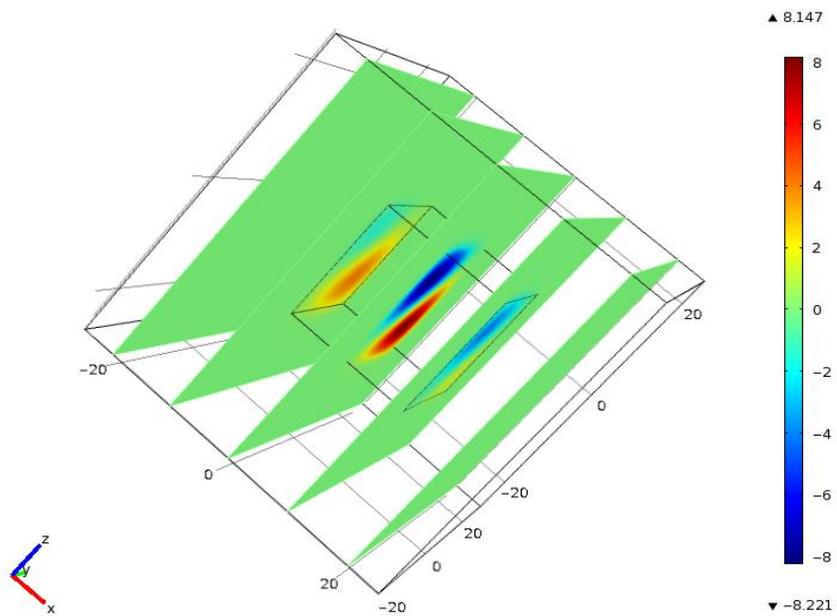
L'énergie de quantification des électrons représente un grand décalage par rapport à celle des trous.

### 3.5.2 La probabilité de présence



**Figure 3.29** probabilité de présence dans la boîte pour le niveau fondamental

( $n=0, d=20\text{nm}$ ) ( $x, y, z$  des positions).

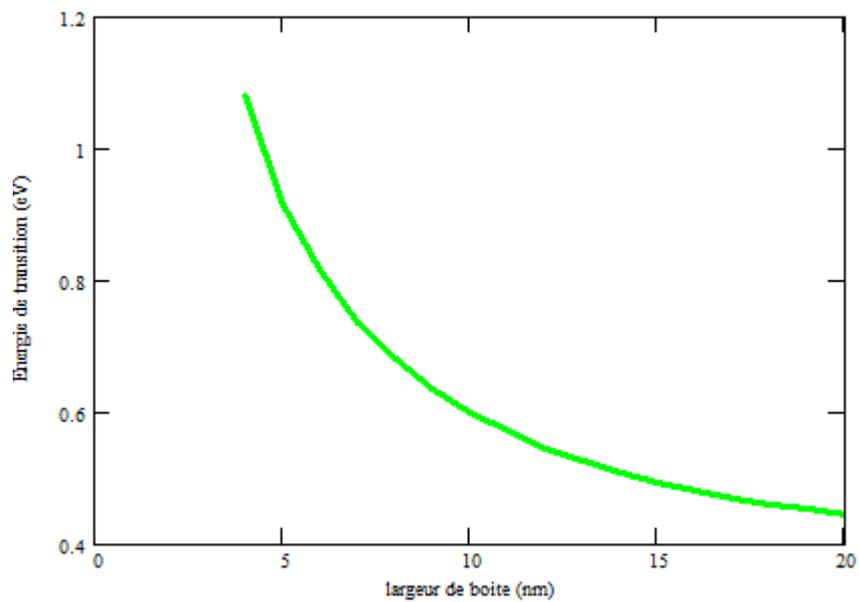


**Figure 3.30** probabilité de présence dans la boîte pour le niveau excité ( $n=1, d=20\text{nm}$ )

( $x, y, z$  des positions).

Les figures (3.29), (3.30) montrent la probabilité de présence des électrons dans la boîte, à partir de ces figures on peut remarquer que la probabilité de présence d'un électron dans le niveau fondamental ( $n=0$ ) (figure (3.29)) est confinée dans la boîte quantique.

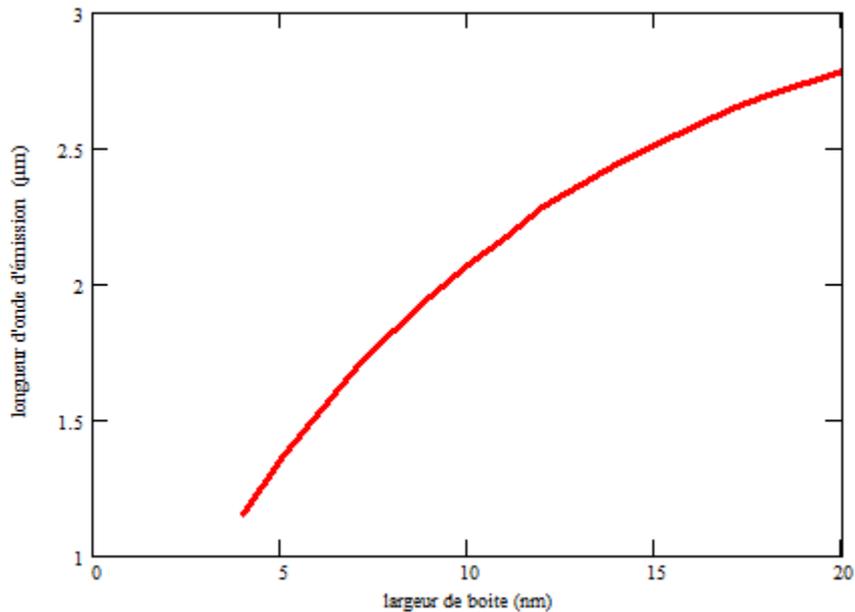
### 3.5.3 Energie de transition



**Figure 3.31** Energie de transition électron-trou en fonction de la largeur de boîte.

La figure (3.31) montre que l'énergie de transition électron-trou suit une évolution décroissante en fonction de la largeur de la boîte quantique.

### 3.5.4 Longueur d'onde d'émission



**Figure 3.32** Variation de longueur d'onde d'émission en fonction de l'arête de boîte.

La figure (3.32) montre que la longueur d'onde d'émission suit une évolution croissante en fonction de l'arête de la boîte quantique.

### 3.6 Conclusion

Les résultats obtenus, qui ont fait l'objet de ce dernier chapitre, nous ont permis de conclure que :

- Le nombre des niveaux des états confinés est plus élevé dans un puits quantique plus large.
- Les sous-bandes de conduction et de valence présentent des énergies qui décroissent avec la croissance de la largeur du puits, fil ou boîte quantique.
- L'énergie de quantification des électrons et des trous augmente en allant des puits quantiques vers les boîtes quantiques en passant par les fils quantiques.
- L'énergie de transition augmente avec la quantification lorsque la largeur diminue et inversement pour la longueur d'onde de transition.

## Conclusion générale

---

Ce modeste travail porte principalement sur l'étude d'une structure à puits, fil et boîte quantique. Dans le cadre de notre étude, nous avons choisi en particulier la structure GaAs/InAs/GaAs.

Pour les trois structures, nous avons déterminé les énergies de quantification des porteurs, la probabilité de présence, l'énergie de transition et la longueur d'onde d'émission. Les résultats de simulations montrent que les dimensions de la structure jouent un rôle très important.

Ce travail peut être poursuivi par l'étude des structures à multi-puits constituées par des puits ou des boîtes quantiques couplés. De nos jours, ces structures trouvent des applications très intéressantes dans plusieurs domaines tels que les lasers, le photovoltaïque, ...et ont un avenir très prometteur.

## Bibliographie

---

- [1] E.Ahmed Amine : « Caractérisation du phénomène de transport électronique dans les matériaux composés ternaires : Application au matériau  $GaxIn_{1-x}Sb$  », mémoire de magister, Université Abou BakrBelkaïd de Tlemcen, 2011.
- [2] S.Claire-Marie : « Contrôle optique de l'exciton dans des boîtes quantiques individuelles », thèse de doctorat, université de Toulouse, 2010.
- [3] E. Alexandre : « Contrôle cohérent des excitations électroniques dans une boîte quantique unique. Rapport de stage M2. Institut des nanosciences de Paris, 2007.
- [4] L. Khaled Sofiane : « Etude et simulation des structures à base de  $GaInAsP$  et  $AlGaInAs$  pour le photovoltaïque », mémoire de magister, Université de Blida, 2012.
- [5] A.Abdelali : « Rôle du rayonnement dans l'élaboration et l'étude nanoagrégats semi-conducteur de  $ZnS$  », mémoire de magister, université de Mentouri Constantine.
- [6] A.REDHA:« Etude de la nanostructure  $AlAs/GaAs/AlAs$  par cathodoluminescence et méthode Monte Carlo », mémoire de magister, université Mentouri Constantine, 2007.
- [7] C.Charles : « Propriétés électroniques, optiques et dynamiques de boites quantiques auto-organisées et couplées sur substrat  $InP$  », thèse doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rennes, 27 juin 2006.
- [8] H .Mathieu :« Physique des Semiconducteurs et des Composants Electronique», 6<sup>eme</sup> édition, pp (616-622) , Paris, 2009.
- [9] L.Ali : « Etude des propriétés optiques de puits quantiques contraints ultra-minces d' $InAs/InP$  », thèse de doctorat, université de Montréal, 2006.
- [10] B. Mourad : « Propriétés optiques et modélisation des structures à base de boîtes quantiques pour l'émission à  $1.3 \mu m$  », thèse de doctorat, université de Monastir, 2009.

- [11] Z.ZHOUR : « Modélisation des structures Photodétecteur infrarouge à base des boîtes quantiques InAs /GaAs », mémoire de PFE, Université de Monastir, 2006.
- [12] B .Hadda : « Modélisation et étude d'un puits quantique contraint à base de GaInAs/GaAs et calcul du courant de seuil », mémoire Magister, Université de Blida, juillet 2011.
- [13] C.Nicolas : « Spectroscopie de la boîte quantique unique dans les systèmes InAs sur InP et InAs sur GaAs émettant à 1,3  $\mu\text{m}$  et 1,5  $\mu\text{m}$  : application aux sources localisées », thèse de doctorat, Institut nationale des sciences appliqué de Lyon, 29 septembre 2006.
- [14] D. Emilie : « Gravure des semi-conducteurs III-V par plasmas inductifs chlorés », école polytechnique Paris Tech, thèse de doctorat, 2009.
- [15] H.Atoni :« Etude d'une structure à puits quantique parabolique à base de GaAs/GaAlAs », mémoire de fin d'étude, Université de Blida, 2000.
- [16] Z.MOHAMED : « Etude des propriétés optoélectronique de nanostructures GRINCH à base d'antimoniures III-Sb et application », mémoire de magister, université d'Oran, 2010.