

**UNIVERSITE SAAD DAHLED DE BLIDA**

**Faculté des Sciences de l'Ingénieur**  
Département d'électronique

**MEMOIRE DE MAGISTER**

Spécialité : Signaux et systèmes

**ETUDE ET CALCUL DES PROPRIETES DE LA  
STRUCTURE A PUIITS QUANTIQUE  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$   
EN VUE DE SON UTILISATION DANS LES DIODES  
LASERS EMETTANT AUTOUR DE  $1.3 \mu m$**

Par

**KERKAR FOUZIA**

Devant le jury composé de :

M. BENSEBTI	Professeur, U. de Blida	Président
O. ZIANE	Professeur, U.S.T.H.B	Examineur
S. ABDELKADER	Chargé de Cours, U. de Blida	Examineur
K. FERDJANI	Professeur, U. de Blida	Promoteur
A. AISSAT	Chargé de cours, U. de Blida	Copromoteur

Blida, janvier 2008

## RESUME

Ce travail porte sur la modélisation d'une structure quaternaire nitrurée, à base d'un puits quantique contraint " $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ ". Nous avons étudié d'abord l'effet de l'introduction de l'azote dans les alliages ternaires à semi-conducteurs III-V. En effet, l'incorporation d'une faible composition d'azote provoque un éclatement de la bande de conduction 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 de  $1.3 \mu\text{m}$  (fenêtre pour fibre optique). Nous avons également étudié l'effet de la contrainte sur la structure de bande et en particulier sur la bande de valence car la bande de conduction n'est pas affectée. Nous avons calculé la longueur d'onde d'émission et le gain optique en fonction de la largeur du puits et des compositions  $x$  (Gallium),  $y$  (Azote), en prenant en considération l'influence de la contrainte, la température, la concentration d'azote, la largeur du puits et l'injection. Le réglage de la longueur d'onde autour de  $1.3 \mu\text{m}$  a été obtenu en jouant sur les compositions  $(x,y)$  et la largeur du puits.

## ملخص

هذا العمل يتضمن دراسة بنية رباعية نتروجينية، متكونة من بئر كموني متقلص  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$  لقد قمنا بدراسة عملية إدخال النتروجين في الثلاثي النصف ناقل. لقد وجدنا بأن إضافة كمية صغيرة من النيتروجين تؤدي إلى انفجار شبكة التوصيل و هذا الانفجار يؤدي إلى النقص في الشريط الممنوع ، مما يؤدي إلى الحصول على طول موجة  $1.3 \mu m$  درسنا كذلك مدى تأثير التقلص على بنية شريط الطاقة و بالأخص شريط التكافؤ بما أن شريط التوصيل لا يتأثر. لقد قمنا بحساب طول الموجة و الكسب الضوئي بدلالة عرض البئر و تركيبة مكوناته  $x$  (قليوم) و  $y$  (نيتروجين) باتخاذ عين اعتبار التقلص ، عرض البئر ، حرارة ، تأثير النيتروجين و ضخ الاليكترونات ، لقد تمكنا من الحصول على الموجة  $1.3 \mu m$  بالتغيير في عرض البئر و مكوناته  $x$  و  $y$ .

## ABSTRACT

This work consist of modelling of quaternary nitride structure "strained quantum well"  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ . We have studied the effect of incorporating nitrogen into ternary semiconductor III-V alloys. Indeed it has been found that incorporating composition of N leads to a splitting of the conduction band into two sub bands. This separation leads to a reduction of the fundamental band gap which is interesting for getting a 1.3  $\mu\text{m}$  wavelength optical fibre window. We have also studied the effect of strain in the band structure particularly the band valence because the band conduction is not affected. We have calculated the emission wavelength and the optical gain with respect to the well width and  $x$ (Gallium),  $y$ (nitrogen) compositions taking into account the effect of the strain, the temperature, the nitrogen, the well width and the carrier density. The getting of wavelength around 1.3  $\mu\text{m}$  has been obtained by varying  $x$ ,  $y$  compositions and the well width.

## REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été effectué au laboratoire de recherche "LASICOM "au sein du département d'électronique de l'université "SAAD DAHLAB"de Blida.

J'adresse mes sincères remerciements à M<sup>r</sup> FERDJANI Kais, pour avoir dirigé cette thèse et à M<sup>r</sup> AISSAT Abdelkader pour avoir co-encadré ce travail de recherche. J'associe à mes remerciements M<sup>r</sup> NACER Said ainsi que tous les enseignants du département d'électronique. Je ne saurais oublier de remercier toutes les personnes qui me sont chères, en particulier ma mère, pour l'aide, la confiance et le soutien qu'elle m'a donné tout au long de ces dernières années et à qui je dédicace ce travail.

## TABLE DES MATIERES

RESUME .....	
REMERCIEMENTS .....	
TABLE DES MATIERES .....	
LISTE DES ILLUSTRATIONS GRAPHIQUES ET TABLEAUX .....	
INTRODUCTION .....	14
1. MODELISATION DU Puits Quantique $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ .....	16
1.1 Introduction .....	16
1.2 Généralités sur les semi-conducteurs III-V .....	18
1.3 Etude de la structure $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ .....	19
1.3.1 Etude de la barrière $GaAs$ .....	19
1.3.1.1 La structure cristalline .....	20
1.3.1.2 La structure de bande .....	21
1.3.2 Etude de la couche active $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$ .....	21
1.3.2.1 Le matériau $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$ .....	22
1.3.2.2 La structure cristalline .....	22
1.3.2.3 Effet de l'azote sur la structure de bande .....	23
1.3.2.4 Etude du paramètre de maille .....	24
1.3.2.4.1 Calcul du paramètre de maille .....	24
1.3.2.4.2 Effet de la contrainte .....	24
1.3.2.4.3 Calcul de l'épaisseur critique .....	26
1.3.2.4.4 Domaine de variation de l'accord de maille .....	27
1.3.2.4.5 Domaine de variation du désaccord de maille .....	29
1.3.2.4.6 Comparaison entre la contrainte des alliages .....	29
$Ga_xIn_{1-x}As$ , $Ga_xIn_{1-x}N_{0.03}As_{0.97}$ et $GaN_yAs_{1-y}$	
1.3.2.5 Etude de la bande interdite .....	32
1.3.2.5.1 Calcul de la bande interdite .....	32
1.3.2.5.2 Effet de la température .....	35
1.3.2.6 Calcul de la masse effective .....	36

	7
1.4 Conclusion .....	39
2. CALCUL DE L'ENERGIE DE TRANSITION.....	40
2.1 Introduction .....	40
2.2 Calcul des décalages de bande.....	40
2.3 Calcul des bandes interdites contraintes.....	43
2.4 Structure de bande du puits quantique $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ .....	44
2.4.1 Structure de la bande de conduction .....	44
2.4.2 Structure de la bande de valence.....	45
2.5 Modèle de calcul de l'énergie de quantification.....	47
2.6 Evolution de l'énergie de quantification en fonction de la largeur du puits (influence de la contrainte).....	50
2.7 Evolution de l'énergie de transition en fonction de la largeur du puits.....	53
2.8 Evolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits (influence de la contrainte).....	54
2.9 Evolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits..... (influence de la température)	56
2.10 Evolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits..... (influence de l'augmentation de l'azote)	57
2.11 Conclusion.....	58
3. CALCUL DU GAIN OPTIQUE.....	59
3.1 Introduction.....	59
3.2 Généralités sur les lasers à semi-conducteurs .....	59
3.3 Les pseudo-niveaux de Fermi.....	61
3.4 Les modes de polarisations TE et TM.....	62
3.5 Modèle de calcul du gain optique.....	63
3.6 Evolution du gain optique en fonction des paramètres .....	69
3.6.1 Influence de l'injection (gain TE et TM).....	69
3.6.2 Influence de la largeur du puits.....	70
3.6.3 Influence de la contrainte.....	70
3.6.4 Influence de la température .....	72
3.6.5 Influence de l'injection et de la largeur du puits .....	72
3.6.6 Influence de la concentration d'azote .....	74

	8
3.7 Calcul du gain maximum .....	74
3.8 Conclusion .....	75
CONCLUSION .....	76
RECOMMANDATIONS .....	78
REFERENCES .....	87



## LISTE DES ILLUSTRATIONS GRAPHIQUES

Figure 1.1	Quantification des niveaux d'énergie dans un puits quantique	16
Figure 1.2	Evolution de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre cristallin des alliages de composés III-V.	18
Figure 1.3	Puits quantique $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ , (a) : structure, (b) : image TEM	19
Figure 1.4	Structure cristalline de GaAs .	20
Figure 1.5	Liaisons tétraédriques de la structure Zinc-Blende.	20
Figure 1.6	Structure de bandes du matériau GaAs en fonction du vecteur d'onde $k$ .	21
Figure 1.7	Structure cristalline du matériau GaInNAs.	22
Figure 1.8	Spectre de photoréflexivité de trois exemples d'alliages $\text{Ga}_{0.92}\text{In}_{0.08}\text{As}$ , $\text{Ga}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{N}_{0.012}\text{As}_{0.988}$ et $\text{Ga}_{0.92}\text{In}_{0.08}\text{N}_{0.023}\text{As}_{0.977}$	23
Figure 1.9	Schématisation de la contrainte	25
Figure 1.10	Epaisseur critique en fonction de $x$ pour $y=0.01$	27
Figure 1.11	Epaisseur critique en fonction de $y$ pour $x=0.8$	27
Figure 1.12	Variation de la composition $x$ en fonction de la concentration $y$ : accord de maille du puits quantique $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ .	28
Figure 1.13	Différents couples $(x,y)$ correspondants à l'accord de maille.	28
Figure 1.14	Différents couples $(x,y)$ correspondants au désaccord de maille (contrainte).	29
Figure 1.15	Variation du paramètre de maille en fonction de $x$ de $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ( $y=0$ ).	30
Figure 1.16	Variation du paramètre de maille en fonction de $y$ de $\text{GaN}_y\text{As}_{1-y}$ ( $x=1$ ).	30

	10
Figure 1.17 Variation du paramètre de maille en fonction de x de $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_{0.03}\text{As}_{0.97}$	31
Figure 1.18 Diagramme de variation de la contrainte et de l'effet de l'incorporation de l'azote.	31
Figure 1.19 Courbes isogap en fonction des compositions x et y.	33
Figure 1.20 Variation de la bande interdite en fonction de x pour y=0.01.	33
Figure 1.21 Schématisation des deux bandes interdites non contraintes	34
Figure 1.22 Variation de la bande interdite en fonction de y (Modèle Bac) pour x=0.92, les résultats expérimentaux sont donnés par.	35
Figure 1.23 Variation de la bande interdite en fonction de la température (x=0.8, y=0.02).	36
Figure 1.24 Variation de la masse effective en fonction de x pour y=0.01	38
Figure 1.25 Variation de la masse effective en fonction de y pour x=0.8.	39
Figure 2.1 Schématisation des décalages de bandes et des bandes interdites contraintes	41
Figure 2.2 Variation des décalages de bande en fonction de x pour y=0.01 (éclatement négligeable)	42
Figure 2.3 Variation des décalages de bande en fonction de y pour x=0.8 (éclatement).	42
Figure 2.4 Variation des gaps en fonction de x pour y=0.01 (éclatement négligeable)	43
Figure 2.5 Variation des gaps en fonction de y pour x=0.8 (éclatement)	44
Figure 2.6 Structures de bande de conduction des alliages $\text{Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}$ en fonction du vecteur d'onde k et le niveau $E_N$ des atomes d'azote : éclatement	45
Figure 2.7 Effet de la contrainte sur la structure de bande : compression (x=0.8, y=0.02).	46
Figure 2.8 Effet de la contrainte sur la structure de bande : accord de maille (x=0.94, y=0.02).	46

- Figure 2.9 Effet de la contrainte sur la structure de bande : tension ( $x=0.98$ ,  $y=0.02$ ). 46
- Figure 2.10 Schématisation du puits quantique  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$  47
- Figure 2.11 Organigramme de calcul de l'énergie de quantification, de l'énergie de transition et la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits 50
- Figure 2.12 Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (a) compression ( éclatement négligeable). 51
- Figure 2.13 Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour ( b) accord de maille ( éclatement négligeable). 51
- Figure 2.14 Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau 2,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (c) tension ( éclatement négligeable). 52
- Figure 2.15 Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau 2,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (a) compression (avec éclatement). 52
- Figure 2.16 Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau 2,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (b) accord de maille (avec éclatement). 52
- Figure 2.17 Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau 3,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (c) tension (avec éclatement). 53
- Figure 2.18 Energie de transition en fonction de la largeur du puits ( niveaux 1 et 2) pour une structure compressive ( $x=0.7$ ,  $y=0.02$ ,  $C_{\text{MN}}=2.36$  eV ). 53
- Figure 2.19 Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (a) compression ( éclatement négligeable). 54
- Figure 2.20 Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour ( b) accord de maille ( éclatement négligeable). 55
- Figure 2.21 Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (c) tension ( éclatement négligeable) 55
- Figure 2.22 Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (a) contrainte compressive (avec éclatement). 55
- Figure 2.23 Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour ( b) accord de maille (avec éclatement). 56

Figure 2.24	Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1, T=300°K) pour (c) contrainte tensile (avec éclatement).	56 <sup>12</sup>
Figure 2.25	Longueur d'onde "électrons-trous lourds" en fonction de la largeur du puits, pour différentes températures (T=200°K, 300°K, 400°K), pour une structure compressive (x=0.8, y=0.025, niveau 1).	57
Figure 2.26	Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits (niveau 1, T=300°K, x=0.8), pour différentes concentrations d'azote (y=0.015, 0.02, 0.025, 0.03)	57
Figure 3.1	Diagramme schématique d'une diode laser.	60
Figure 3.2	Courbe de dispersion des bandes de conduction et de valence du puits quantique Ga <sub>0.8</sub> In <sub>0.2</sub> N <sub>0.025</sub> As <sub>0.975</sub> /GaAs, (L=20 Å°).	67
Figure 3.3	Organigramme de calcul du gain optique TE et TM en fonction de la longueur d'onde.	68
Figure 3.4	Spectres du gain optique TE et TM à T=300°K pour une structure x=0.8, y=0.025, L=62Å° (avec éclatement) pour (1) N=1 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , (2) N=2 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , (3) N=4 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , (4) N=6 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> et (5) N=8 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> .	69
Figure 3.5	Spectre du gain optique TE pour x=0.8, y=0.02, T=300°K et N=5 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> pour différentes largeurs du puits, (1) L= 60Å°, (2) L=70Å°, (3) L=80Å°, (4) L=105Å°.	70
Figure 3.6	Spectre du gain optique TE pour (a) x=0.8 (compression), pour y=0.022 et L=82Å° pour différentes injections, (1) N=1 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , (2) N=2 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , (3) N=4 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , (4) N=6 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> et (5) N=8 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> .	71
Figure 3.7	Spectre du gain optique TE pour la structure x=0.8, y=0.025, L= 46Å°, N=5 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> pour deux températures différentes (1) T=300K°, (2) T=400K°.	72
Figure 3.8	Spectres du gain optique TE à T=300°K pour (a) x=0.8, y=0.025, L= 62Å° et (b) x=0.8, y=0.02, L=100Å° pour différentes injections, (1) N=1 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , (2) N=2 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , (3) N=4 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , (4) N=6 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> et (5) N=8 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> .	73
Figure 3.9	Spectre du gain optique TE pour x=0.8, N=5 10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> , T=300°K et L=62Å° pour différentes concentrations d'azote, (1) y= 0.02, (2) y= 0.025, (3) y= 0.03.	74

Figure 3.10 Spectre du gain max TE en fonction de l'injection pour $x=0.8$ (compression), $x=0.939$ (accord de maille) et $x=0.98$ (tension), pour $y=0.022$ et $L=82A^\circ$ .	75
Figure A2.1 Atténuation spectrale d'une fibre standard en fonction de la longueur d'onde.	82
Figure A2.2 Variation de la dispersion en fonction de la longueur d'onde pour une fibre standard (SMF) et une fibre à dispersion décalée (DSF).	83
Figure A3 Schéma de banc expérimental de photoréflexivité.	85
Figure A4 Tableaux des paramètres physiques.	86

## INTRODUCTION

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

L'introduction d'alliages quaternaires  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$  dans la zone active de certains composants optoélectroniques et en particulier les diodes lasers représente une avancée technologique importante. En effet, L'ajout de seulement quelque % d'azote dans les composés  $Ga_xIn_{1-x}As$  suffit à réduire considérablement leur énergie de bande interdite.

Ce travail porte sur l'étude du puits quantique à base de  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ , utilisé dans les diodes laser en vue de l'obtention d'une émission à 1,3  $\mu m$ , correspondant à une fenêtre de transmission des fibres optiques [A2].

Ce mémoire s'articule donc ainsi :

Le premier chapitre sera consacré essentiellement à la présentation des propriétés électroniques du matériau barrière GaAs et du puits  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$ ,

ainsi qu'à la compréhension de l'effet de l'azote et de la contrainte, afin de concevoir une très bonne structure.

Dans le deuxième chapitre, nous calculerons l'énergie de quantification, l'énergie de transition (ou la longueur d'onde d'émission) du puits quantique  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$  en fonction de la largeur du puits en prenant en compte l'influence de "la contrainte, la concentration d'azote  $y$  et la température" et pour cela, nous commencerons par calculer les décalages de bande et les bandes interdites contraintes.

Dans le troisième chapitre, nous déterminerons le spectre du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission en prenant en compte l'influence de " la largeur du puits, l'injection, la contrainte, la concentration d'azote  $y$  " et nous verrons en particulier l'influence de l'éclatement de la bande de conduction sous l'effet de l'azote.

## CHAPITRE 1

### MODELISATION DU Puits QUANTIQUE $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$

#### 1.1 Introduction

L'étude des alliages semi-conducteurs à base de composés nitrurés, pour la réalisation de composants optoélectroniques est aujourd'hui en plein développement. L'élaboration et l'étude structurale de couches minces d'hétérostructures présentant des propriétés électroniques et optiques remarquables, en vue de leur utilisation dans la fabrication de dispositifs optoélectroniques, passe par la maîtrise toujours accrue de la croissance épitaxiale de structures de plus en plus exigeantes et complexes : les structures à base de puits quantiques.

Dans un puits quantique, les porteurs sont confinés à l'aide d'une barrière de potentiel  $V$  qui provoque l'apparition de phénomènes quantiques qui sont la discrétisation des niveaux d'énergie autorisés  $E_i$  (niveaux de confinements) [1].

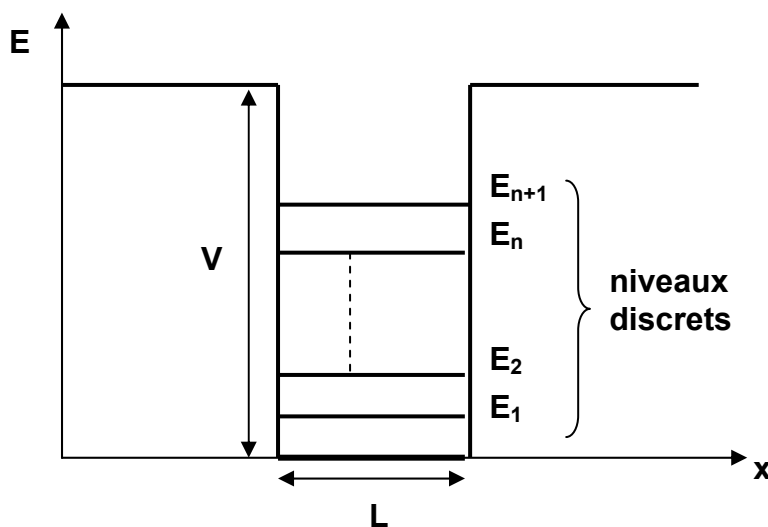


Figure 1.1 : Quantification des niveaux d'énergie dans un puits quantique



La condition d'apparition de l'effet quantique, est que l'épaisseur de la couche active  $L$  soit de dimension comparable à la longueur d'onde de "De Broglie"  $\lambda$  associée à l'électron et donnée par [2].

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_{ep}^*k_B T}} \quad (1.1)$$

Où :

$p$  représente la quantité de mouvement,  $m_{ep}^*$  est la masse effective de l'électron dans le puits,  $h$  et  $k_B$  sont les constantes de Planck et de Boltzman.

Mais cette condition n'est pas suffisante, en effet si nous appliquons la relation d'incertitude de Heizenberg ( $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$ ) à une particule confinée par un potentiel dans une région finie de l'espace, nous voyons que ( $\Delta p_x \neq 0$ ). Cela signifie que dans l'état d'énergie le plus bas, cette particule est en mouvement. Ceci s'explique, par exemple, qu'une particule libre confinée entre deux murs ne peut pas avoir une énergie cinétique nulle d'où la condition donnée par [2, 3].

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \frac{\Delta p_x^2}{2m_{ep}^*} = \frac{\hbar}{2m_{ep}^* \Delta x^2} \geq \frac{1}{2} k_B T \quad (1.2)$$

Où :

$\Delta E$  représente l'écart entre les énergies quantifiées,  $T$  est la température,  $\Delta x$  et  $\Delta p_x$  sont les incertitudes de Heizenberg sur la position et la quantité du mouvement de la particule .

Il existe une autre relation d'incertitude similaire entre le temps et  $\Delta E$ , qu'on peut interpréter comme suit. Si l'énergie d'un système est bien déterminée, cela signifie que celui-ci est infiniment stable. Si un système a une durée de vie  $\tau_{in}$ , son énergie ne peut être connue à mieux que la condition suivante soit réalisée [3].

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n \geq \frac{\hbar}{\tau_{in}} \quad (1.3)$$

Avec :

$\tau_{in}$  représente le temps de relaxation intra-bande.

## 1.2 Généralités sur les semi-conducteurs III-V

La découverte d'hétérostructures à base de semi-conducteurs III-V a permis le développement de l'optoélectronique. Les nitrures d'éléments III-V (GaN, AlN, InN et leur alliages) sont des semi-conducteurs aux propriétés remarquables. La plus importante est leur bande interdite directe qui varie de 1,9 eV pour InN à 3,4 eV pour GaN (de 0.365  $\mu\text{m}$  à 0.653  $\mu\text{m}$ ). Ils ont une large bande interdite, ce qui est particulièrement attrayant pour la physique et les applications optoélectroniques.

Le diagramme de la figure 1.2 montre l'évolution de l'énergie de bande interdite des alliages de composés III-V en fonction du paramètre cristallin "a" qui varie lui même avec la composition. Les points du graphe montrent la position des composés binaires, et les lignes représentent l'évolution du gap " $E_g$ " et du paramètre cristallin "a" en fonction de la composition des alliages ternaires et quaternaires. Certaines lignes présentent un point anguleux qui dénote une transition entre un gap direct et un gap indirect. Ce diagramme est donc très important parce qu'il permet de connaître la composition de tout alliage ternaire ou quaternaire susceptible d'être déposé en couche mince, par épitaxie, sur un substrat binaire comme GaAs ou InP, afin d'obtenir le gap désiré. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété d'alliages permettant de moduler leurs propriétés électroniques.

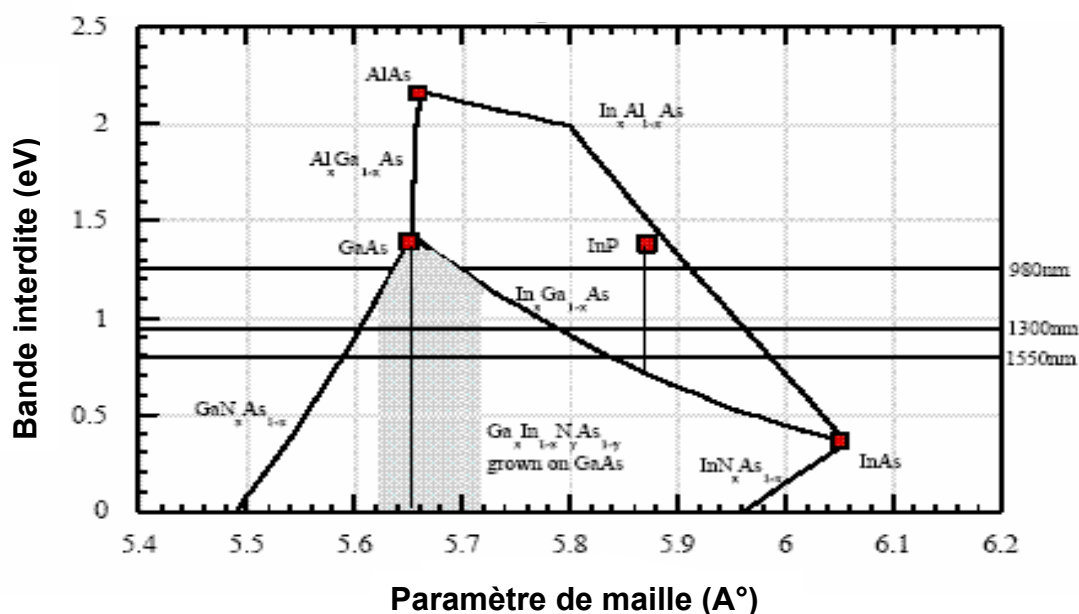


Figure 1.2 : Evolution de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre cristallin des alliages de composés III-V.

### 1.3 Etude de la structure $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$

La structure est composée d'une couche mince de  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  (puits quantique) comprise entre deux couches barrières de GaAs, le tout est épitaxié sur une couche de GaAs qui sert de substrat de départ.

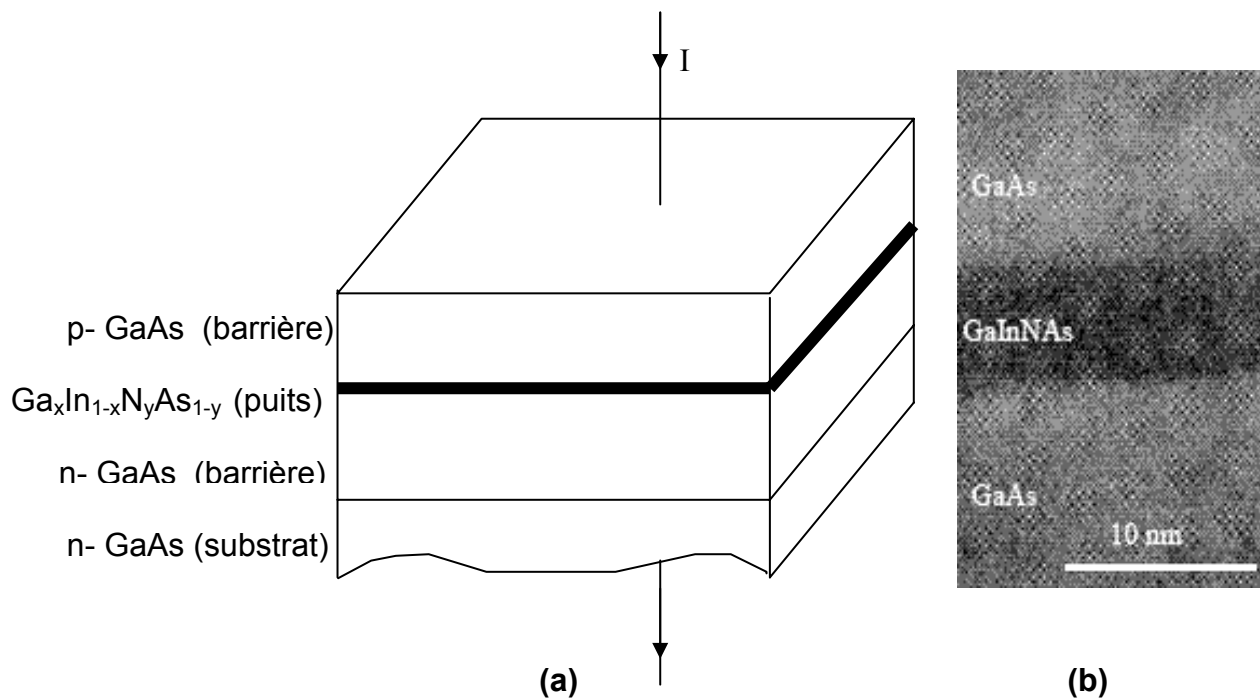


Figure 1.3 : Structure d'une diode à puits quantique  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ ,  
(a) : représentation schématique, (b) : image TEM (transmission  
electronic microscopy [4]

#### 1.3.1 Etude de la barrière GaAs

Puisque la largeur de la bande interdite de GaAs est élevée par rapport à celle de la couche active  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ , celle-ci forme une barrière de potentiel de hauteur  $\Delta V_c$  pour les électrons de la bande de conduction et  $\Delta V_v$  pour les trous de la bande de valence [5].

### 1.3.1.1 La structure cristalline

Les matériaux semi-conducteurs sont exclusivement des solides cristallins. Leurs propriétés électroniques, optiques, mécaniques et thermiques sont donc liées à la géométrie particulière qui représente l'arrangement des atomes au sein du matériau : le réseau cristallin.

La figure 1.4 montre la structure cristallographique de GaAs, ce matériau se cristallise dans la structure zinc blende. Un réseau portera l'atome de Gallium "Ga" et l'autre l'atome d'Arsenic "As". Chaque atome a une coordination tétraédrique et établit des liaisons covalentes avec chacun de ses quatre proches voisins (figure 1.5).

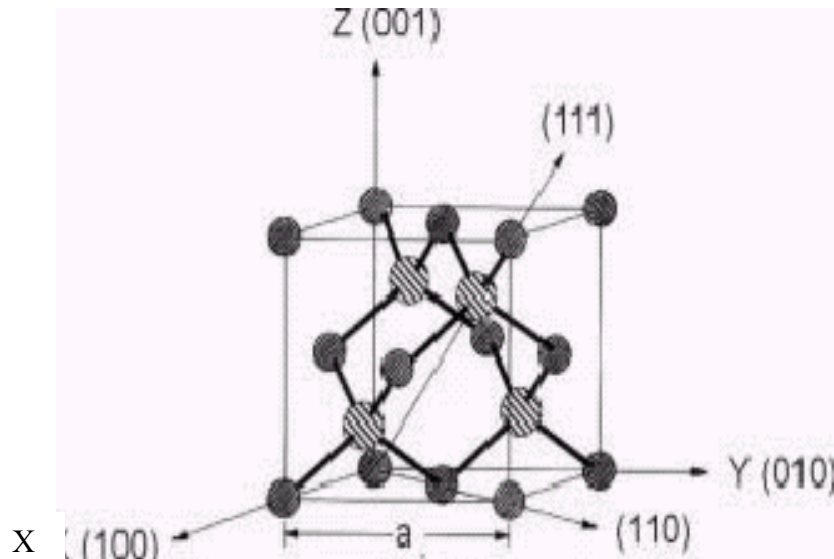


Figure 1.4 : Structure cristalline de GaAs [4]

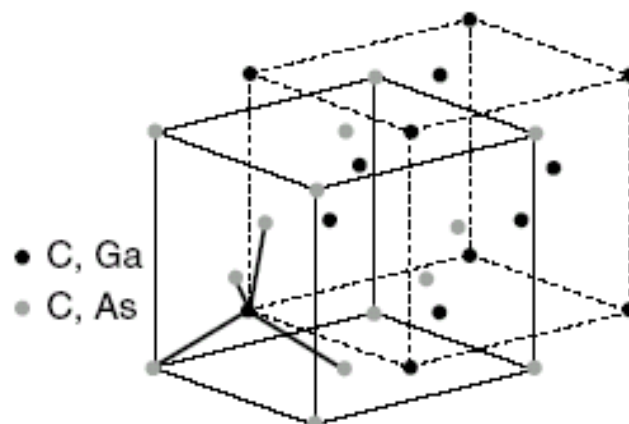


Figure 1.5 : Liaisons tétraédriques de la structure Zinc-Blende [6]

### 1.3.1.2 La structure de bande

La figure 1.6 montre la structure de bande du matériau GaAs au voisinage du centre  $\Gamma$  ( centre de la zone de Brilloun [6] ) en fonction du vecteur d'onde  $k$ . On distingue une bande de conduction et deux bandes de valence dégénérées en  $k=0$ . La bande de spin orbite est située à un niveau d'énergie plus bas, elle est séparée de la bande de valence par la quantité  $\Delta_0$  (énergie de couplage spin orbite). Son rôle dans la recombinaison des porteurs est négligeable.

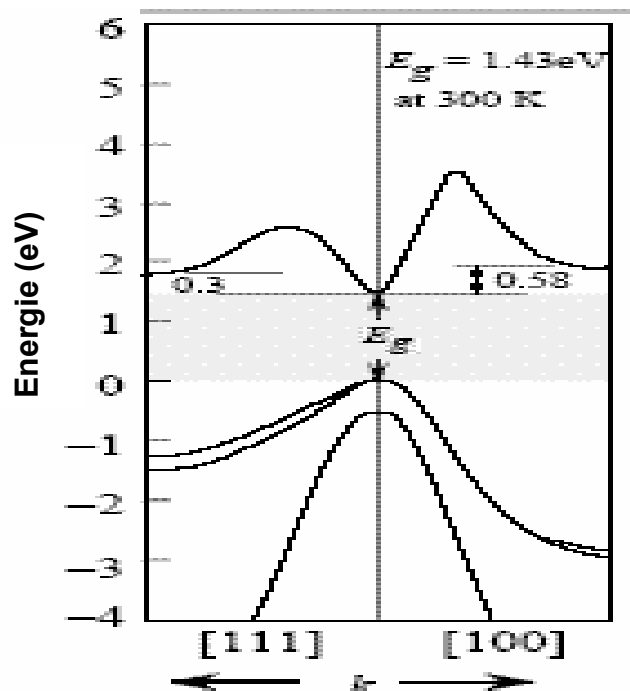


Figure 1.6 : Structure de bandes du matériau GaAs en fonction du vecteur d'onde  $k$  [7]

### 1.3.2 Etude de la couche active $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$

La zone active  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$  a une épaisseur suffisamment faible. Les bandes de valence et de conduction subissent "des discontinuités" par rapport aux bandes de GaAs et donc un puits de potentiel sera créé pour les électrons et les trous et des phénomènes de quantification  $y$  prennent naissance.

### 1.3.2.1 Le matériau $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$

L'idée de réaliser le quaternaire  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$  provient du fait qu'on peut utiliser deux éléments de même valence se trouvant ensemble en une proportion  $x$  liés aux éléments de valence complémentaire de proportion  $y$ . Les éléments Ga (Gallium) et In (Indium) de valence III sont mélangés et combinés avec N (Azote) et As (Arsenic) de valence V. Ces quaternaires permettent de donner une même énergie de bande interdite et un même accord de maille pour plusieurs couples  $(x,y)$ .

### 1.3.2.2 La structure cristalline

La figure 1.7 montre la structure cristalline de GaInNAs, ce matériau cristallise dans la structure Zinc-blende comme la plupart des matériaux III-V, les cations Ga et In et les anions N et As occupent les nœuds de deux sous réseaux cubiques à faces centrées décalés l'un par rapport à l'autre d'un quart de diagonale.

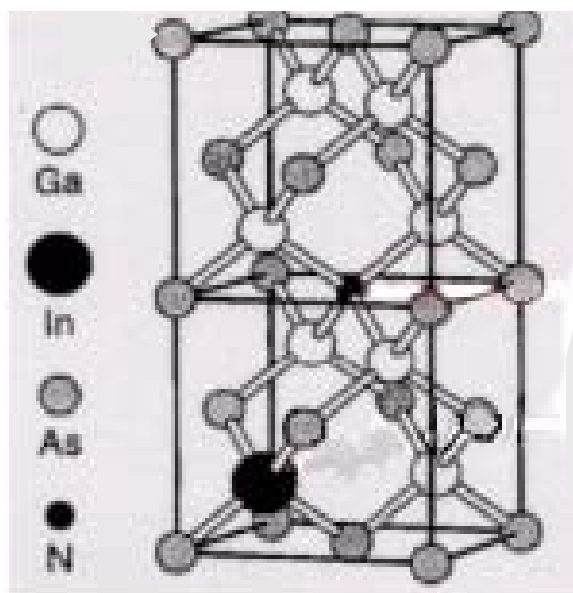


Figure 1.7 : Structure cristalline du matériau GaInNAs [4]

### 1.3.2.3 Effet de l'azote sur la structure de bande

La photoréflectivité [A3] est une technique expérimentale, qui permet d'avoir accès à l'énergie de bande interdite d'un matériau massif ou aux énergies des niveaux confinés dans un puits quantique. Les résultats de cette technique de caractérisation montrent que dans un alliage de  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  ayant une concentration d'azote  $y \leq 0.011$  [8, 9], il y a les transitions  $E_0$  ( bande de conduction-bande de valence ) et plus loin la transition  $E_0 + \Delta_0$  ( bande de conduction-bande spin orbite), tandis que pour  $y > 0.011$ , l'expérience montre qu' en plus des transitions  $E_-$  et  $E_- + \Delta_0$ , il y a apparition d'une nouvelle transition  $E_+$  [9, 10]. Les atomes d'azote causent une distorsion dans la structure de bande du cristal, ce qui provoque une grande interaction entre la bande de conduction du ternaire  $\text{GaInAs}$  et les atomes d'azote par un potentiel de couplage  $V_{MN}$  dépendant de la concentration de l'azote [11]. Cette interaction induit un éclatement de la bande de conduction en deux sous bandes  $E_+$  et  $E_-$  [9, 10]. Ce phénomène s'explique par la différence du rayon atomique entre N et As et la forte électronégativité de N [12].

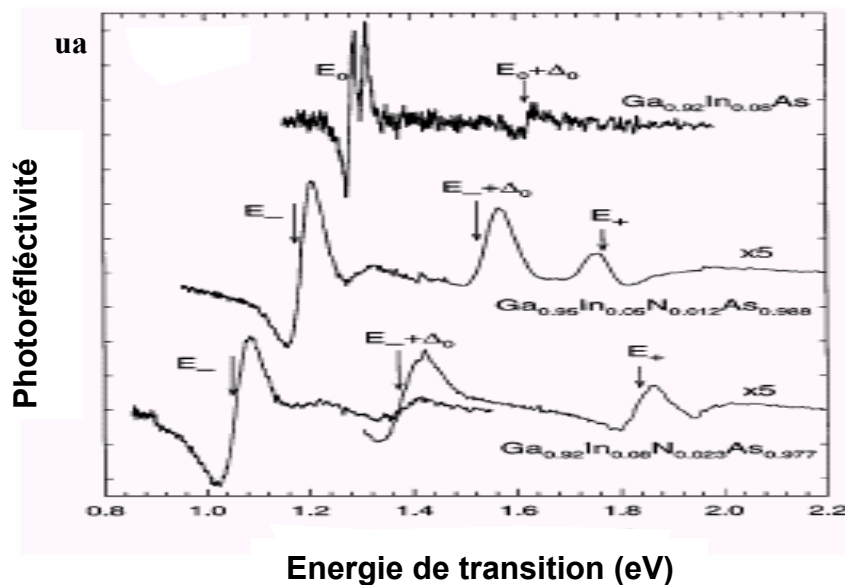


Figure 1.8 : Spectre de photoréflectivité de trois exemples d'alliages  $\text{Ga}_{0.92}\text{In}_{0.08}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{N}_{0.012}\text{As}_{0.988}$  et  $\text{Ga}_{0.92}\text{In}_{0.08}\text{N}_{0.023}\text{As}_{0.977}$  [9]

La figure 1.8 montre le spectre de photoréfléctivité de trois exemples d'alliages  $\text{Ga}_{0.92}\text{In}_{0.08}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{N}_{0.012}\text{As}_{0.988}$  et  $\text{Ga}_{0.92}\text{In}_{0.08}\text{N}_{0.023}\text{As}_{0.977}$ . Lorsque la concentration d'azote augmente la transition  $E_-$  se déplace vers les basses énergies tandis que  $E_+$  vers les hautes énergies.

### 1.3.2.4 Etude du paramètre de maille

#### 1.3.2.4.1 Calcul du paramètre de maille

Le paramètre de maille " $a(x,y)$ " de l'alliage  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  est donné par la loi de "Vegard" [13, 14].

$$a(x,y) = a(\text{InAs}) (1-x)(1-y) + a(\text{GaN}) xy + a(\text{InN}) (1-x)y + a(\text{GaAs}) x(1-y) \quad (1.4)$$

$a(\text{InAs})$ ,  $a(\text{GaN})$ ,  $a(\text{InN})$  et  $a(\text{GaAs})$  sont les paramètres de maille des binaires [A4].

#### 1.3.2.4.2 Effet de la contrainte

L'épitaxie du matériau  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  sur GaAs, de paramètre de maille initialement différent, provoque une contrainte sur le puits quantique (voir figure 1.9). Le substrat de paramètre de maille " $a(1,0)$ " différent de celui de la couche épitaxiée " $a(x,y)$ ", impose sa maille à cette dernière. Cette différence de maille provoque une déformation de la couche épitaxiée, soit en une tension " $a(1,0) > a(x,y)$ " ou une compression " $a(1,0) < a(x,y)$ " par des déformations biaxiales ( $\varepsilon_{zz}$  et  $\varepsilon_{yy}$ ) et uniaxiale  $\varepsilon_{xx}$ .

Les déformations peuvent être décomposées de la manière suivante [15].

- biaxiales dans le plan de croissance :

$$\varepsilon(x,y) = \varepsilon_{zz}(x,y) = \varepsilon_{yy}(x,y) = \frac{a(1,0)}{a(x,y)} - 1 \quad (1.5)$$

$a(1,0)$  est le paramètre de maille de la barrière (GaAs).



- uniaxiale dans la direction de croissance :

$$\varepsilon_{xx}(x,y) = -2 \frac{C_{12}(x,y)}{C_{11}(x,y)} \varepsilon_{yy}(x,y) \quad (1.6)$$

Où :

$C_{11}(x,y)$  et  $C_{12}(x,y)$  sont les constantes élastiques et sont obtenues par interpolation linéaire des constantes des binaires GaAs, GaN, InN et InAs [A4].

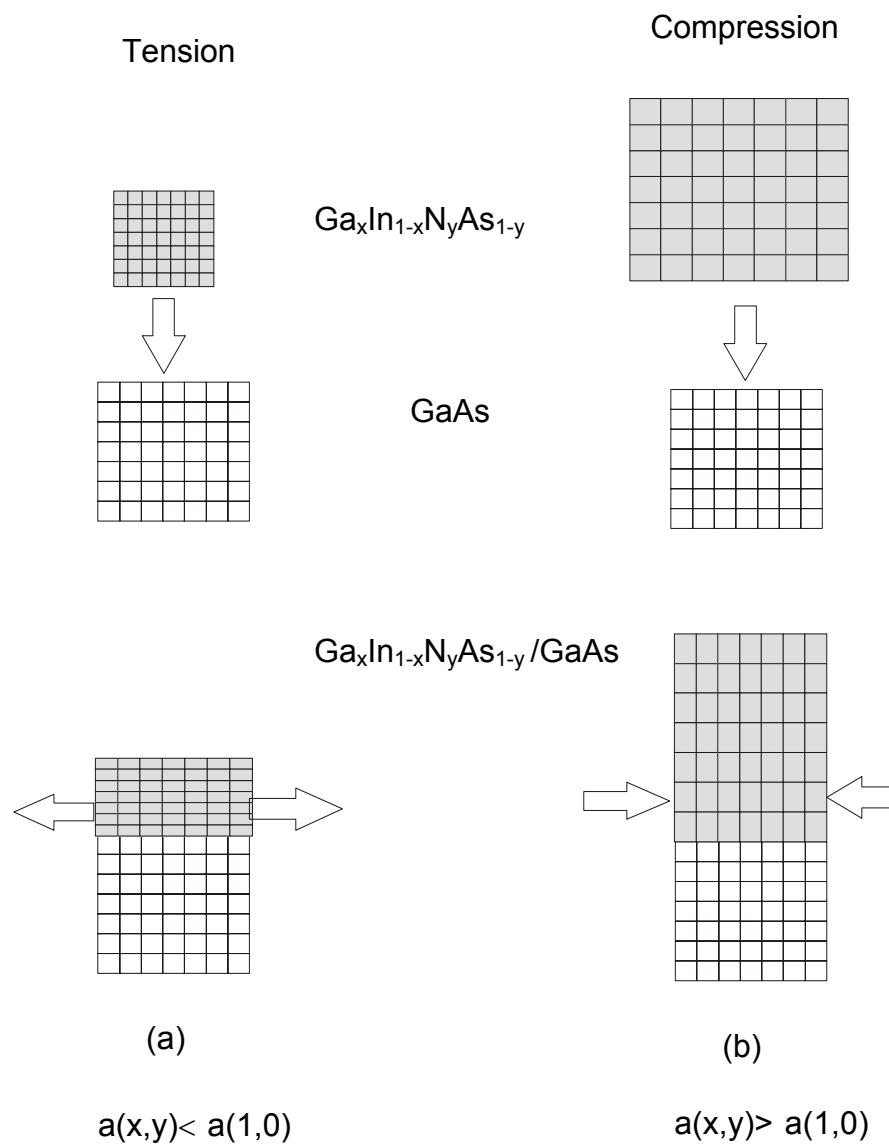


Figure 1.9 : Schématisation de la contrainte

Nous avons représenté sur la figure 1.9 la schématisation de la contrainte. Dans le cas (a), si la maille cristalline du matériau massif  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  est plus petite que celle de GaAs, la couche de  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  sera en tension. Dans le cas inverse (b), la couche sera en compression.

#### 1.3.2.4.3 Calcul de l'épaisseur critique

L'épaisseur au delà de laquelle, il apparaît des défauts dans la couche de  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  est appelée épaisseur critique  $L_c$ . Pour des épaisseurs du puits inférieures à l'épaisseur critique  $L_c$ , il se produit dans la structure un désaccord de maille provoquant des contraintes mécaniques.

Nous avons calculé l'épaisseur critique " $L_c(x,y)$ " à partir de deux modèles :

- Matthews et Blackeslee [16].

$$L_c(x,y) = \frac{a(x,y) \left( 1 - 0.25 \frac{C_{11}(x,y)}{C_{11}(x,y) + C_{12}(x,y)} \right)}{\pi \sqrt{2} \left| \frac{a(1,0)}{a(x,y)} - 1 \right| \left( 1 + \frac{C_{11}(x,y)}{C_{11}(x,y) + C_{12}(x,y)} \right)} \left[ \text{Ln} \left( \frac{L_c(x,y) \sqrt{2}}{a(x,y)} \right) + 1 \right] \quad (1.7)$$

- People et Bean [16].

$$L_c(x,y) = \frac{a(x,y) \left( 1 - \frac{C_{11}(x,y)}{C_{11}(x,y) + C_{12}(x,y)} \right)}{32 \pi \left( \frac{a(1,0)}{a(x,y)} - 1 \right)^2 \sqrt{2} \left( 1 + \frac{C_{11}(x,y)}{C_{11}(x,y) + C_{12}(x,y)} \right)} \text{Ln} \left( \frac{L_c(x,y) \sqrt{2}}{a(x,y)} \right) \quad (1.8)$$

Nous avons simulé sur les figures (1.10) et (1.11), l'épaisseur critique en fonction de  $x$  pour  $y=0.01$  (cas à éclatement négligeable) et en fonction de  $y$  pour  $x=0.8$  (cas avec éclatement). Quand  $x$  ou  $y$  augmente, l'épaisseur critique augmente jusqu'à un maximum qui correspond à l'accord de maille.

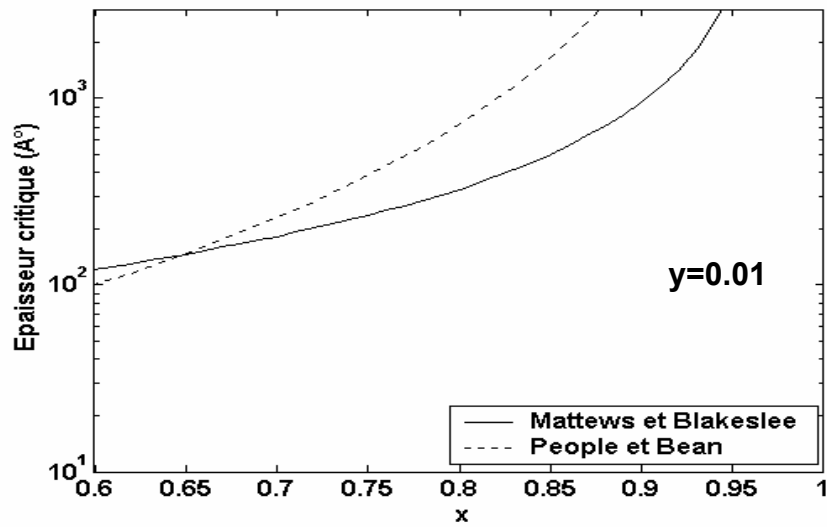


Figure 1.10 : Epaisseur critique en fonction de x pour y=0.01

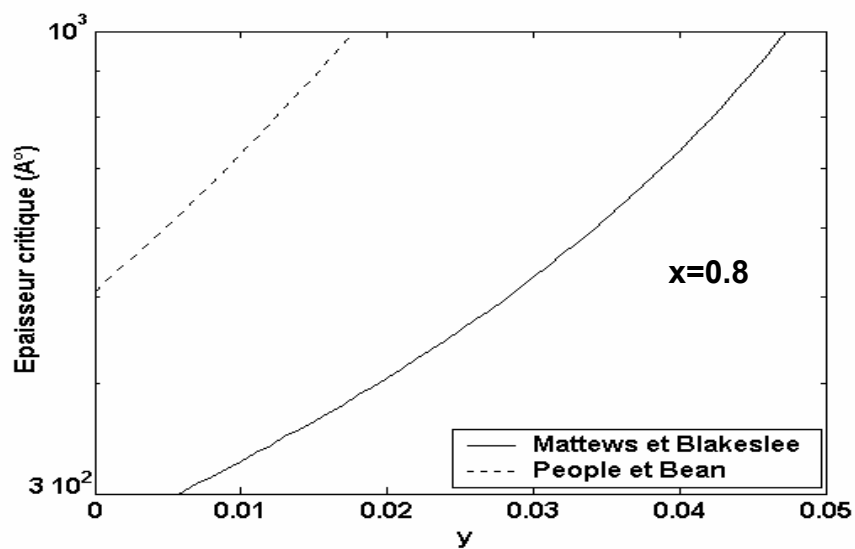


Figure 1.11 : Epaisseur critique en fonction de y pour x=0.8

#### 1.3.2.4.4 Domaine de variation de l'accord de maille

L'accord de maille sera réalisé si :

$$a(x, y) = a(1, 0)$$

$$a(x, y) = 6.0584(1-x)(1-y) + 4.52xy + 4.98(1-x)y + 5.6533x(1-y) = 5.6533$$

$$\text{D'où : } x = \frac{0.4051 - 1.0784y}{0.4051 + 0.0549y} \quad (1.9)$$

Nous avons représenté sur La figure 1.12 la variation de la composition  $x$  en fonction de la composition  $y$ . Pour chaque couple  $(x,y)$ , on a accord de maille du puits quantique. On considère que la variation  $x=f(y)$  pour  $0 < y < 0.1$  est linéaire.

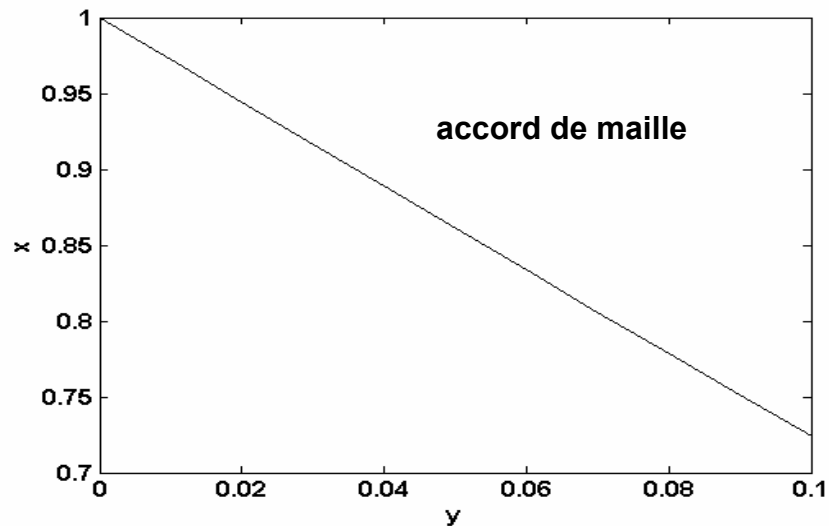


Figure 1.12 : Variation de la composition  $x$  en fonction de la concentration  $y$  : accord de maille du puits quantique  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$

$y$	0	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07	0.08	0.09	0.1
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$	$\text{GaAs}$	$\text{Ga}_{0.97}\text{In}_{0.03}\text{N}_{0.01}\text{As}_{0.9}$	$\text{Ga}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}$		$\text{Ga}_{0.89}\text{In}_{0.11}\text{N}_{0.04}\text{As}_{0.96}$						
$x$	1	0.97	0.94	0.91	0.89	0.86	0.83	0.80	0.78	0.75	0.72

Figure 1.13 : Différents couples  $(x,y)$  correspondant à l'accord de maille.

Le tableau de la figure 1.13 récapitule les valeurs (x,y) correspondants à l'accord de maille du puits quantique. On a plusieurs possibilités pour l'accord de maille pour un quaternaire. Par exemple pour  $y=0.03$ , l'accord de maille sera réalisé pour  $x=0.91$ .

#### 1.3.2.4.5 Domaine de variation du désaccord de maille

Le tableau de la figure 1.14 récapitule les valeurs (x,y) correspondants au désaccord de maille, pour chaque valeur de y, on a des valeurs de x qui correspondent soit à une tension soit à une compression .

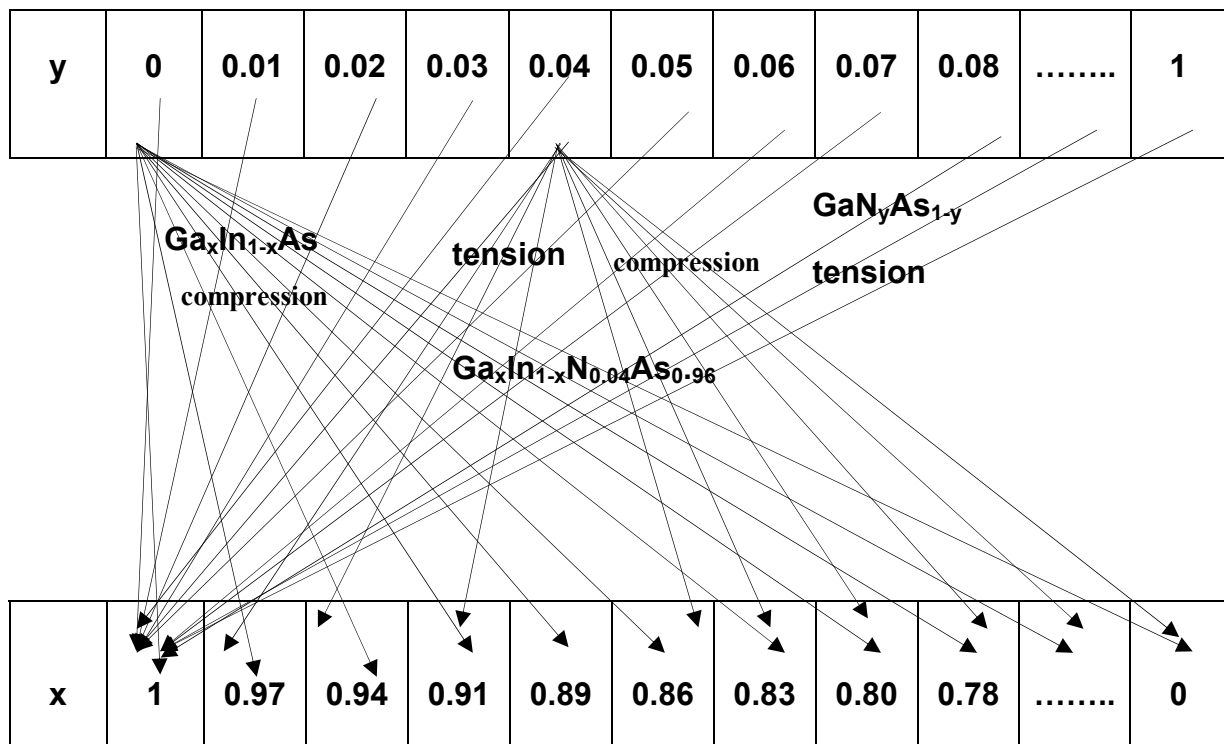


Figure 1.14 : Différents couples (x,y) correspondants au désaccord de maille (contrainte).

#### 1.3.2.4.6 Comparaison entre la contrainte des alliages $Ga_xIn_{1-x}As$ , $Ga_xIn_{1-x}N_{0.03}As_{0.97}$ et $GaN_yAs_{1-y}$ .

Nous avons représenté sur les figures 1.15, 1.16 et 1.17 les paramètres de maille de  $Ga_xIn_{1-x}As$ ,  $Ga_xIn_{1-x}N_{0.03}As_{0.97}$  et  $GaN_yAs_{1-y}$  pour faire une comparaison et voir comment varie le paramètre de maille en ajoutant In ou N à GaAs ou N à  $Ga_xIn_{1-x}As$ .

L'ensemble des figures montre le domaine de contrainte en fonction de  $x$  et  $y$  de trois puits quantiques, la structure (a) :  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  (compressive), (b) :  $\text{GaN}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$  (tensive), tandis que (c) :  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_{0.03}\text{As}_{0.97}/\text{GaAs}$  est compressive pour  $x < 0.91$  ( $a(x,y) > a(1,0)$ ) et tensive pour  $x > 0.91$  ( $a(x,y) < a(1,0)$ ). L'incorporation de In dans GaAs (structure a) augmente le paramètre de maille, on a une contrainte compressive tandis que N dans GaAs (structure b) diminue le paramètre de maille, on a une contrainte tensive. Pour un choix judicieux de In et N (structure c), le matériau  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  peut être accordé à celui de GaAs et le puits quantique  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$  est presque complètement compressif.

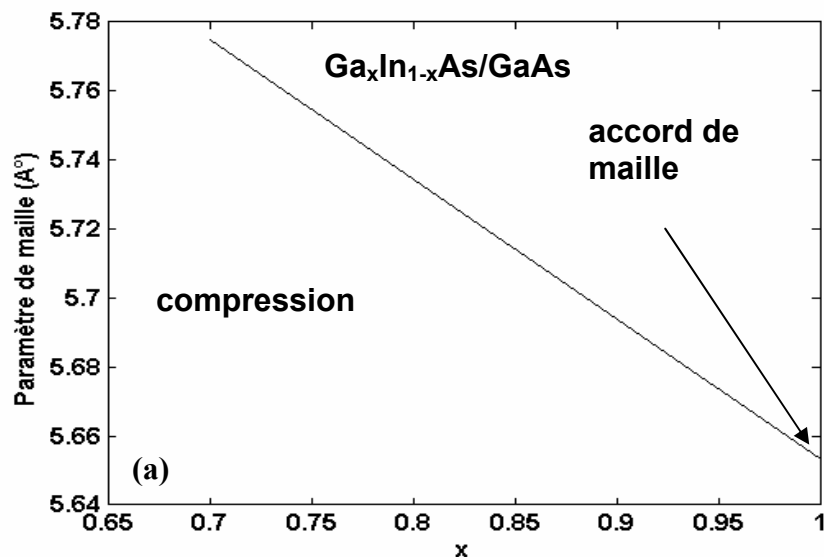


Figure 1.15 : Variation du paramètre de maille en fonction de  $x$  de  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  ( $y=0$ ).

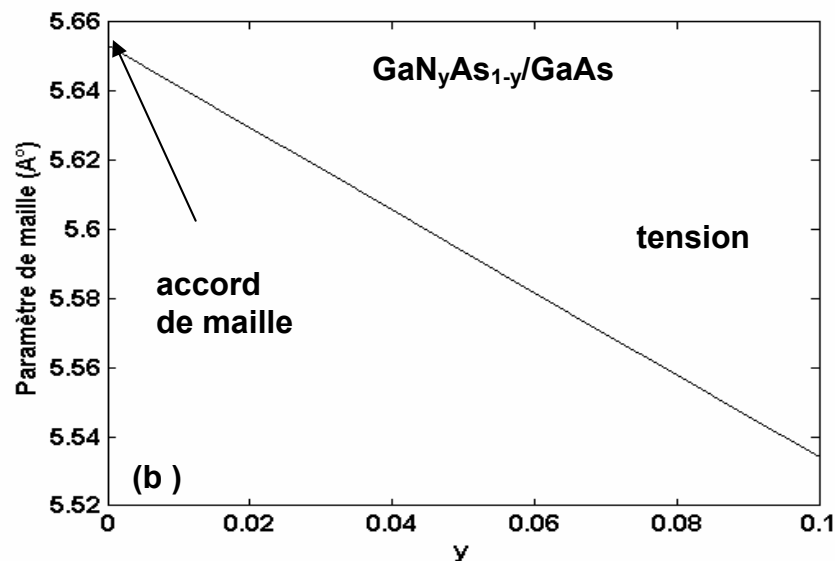


Figure 1.16 : Variation du paramètre de maille en fonction de  $y$  de  $\text{GaN}_y\text{As}_{1-y}$  ( $x=1$ ).

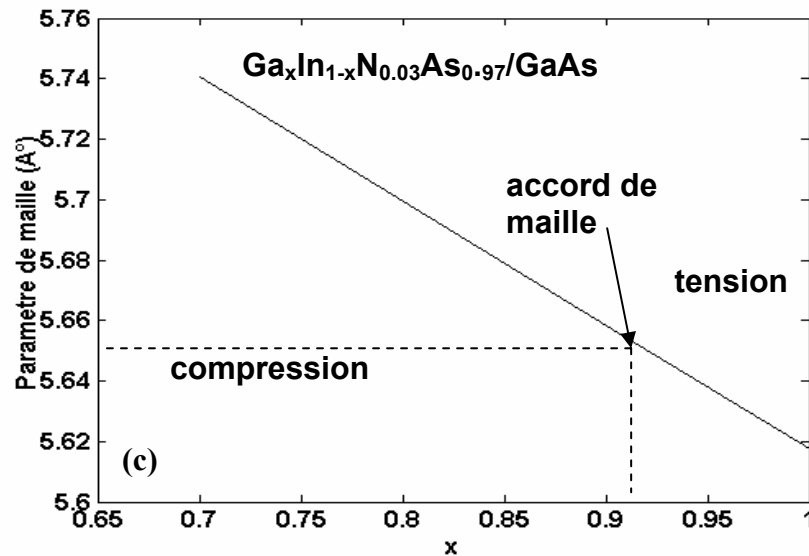


Figure 1.17 : Variation du paramètre de maille en fonction de  $x$  de  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_{0.03}\text{As}_{0.97}$ .

A partir des résultats de photoréflexivité (le cas à éclatement ( $y > 0.011$ ) et le cas à éclatement négligeable ( $y \leq 0.011$ )), le calcul du domaine de variation de la contrainte (voir figures 1.13 et 1.14) et l'incorporation de l'azote ( $y > 3\%$ ) remplaçant une partie de l'Arsenic dans l'alliage  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  modifie considérablement les propriétés physiques de l'alliage [11], On a pu aboutir au diagramme de la figure 1.18 qui nous facilitera l'étude de tout ce qui suit. Donc pour la modélisation de cette étude, on considérera deux cas : "éclatement négligeable" et "avec éclatement".

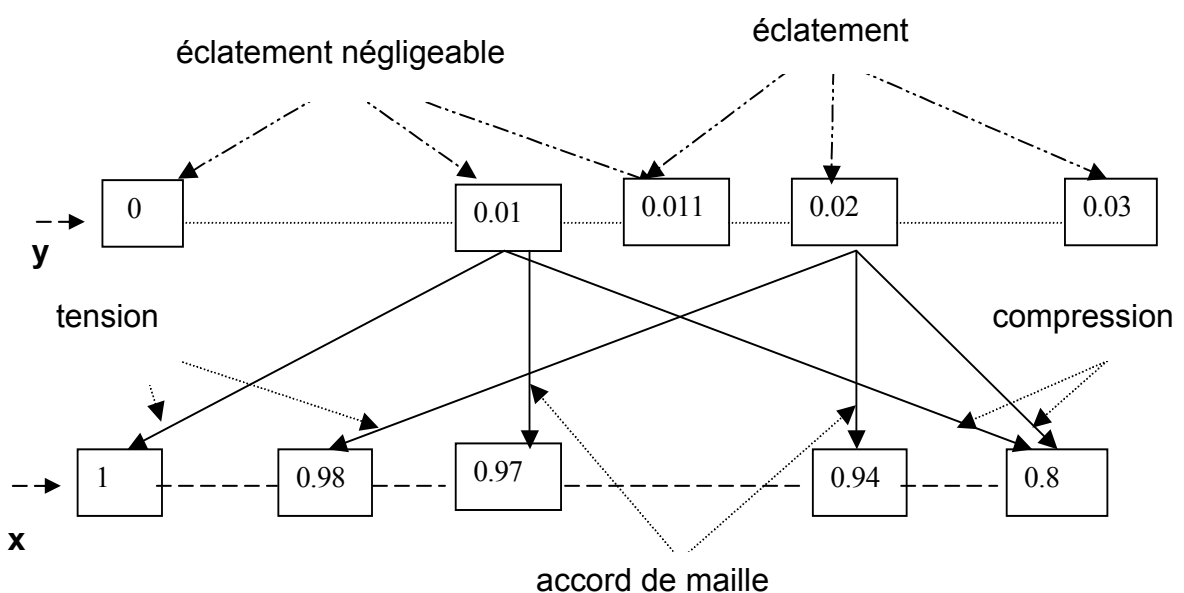


Figure 1.18 : Diagramme de variation de la contrainte et de l'effet de l'incorporation de l'azote.

### 1.3.2.5 Etude de la bande interdite

L'une des caractéristiques essentielles d'un matériau semi-conducteur, pour les applications optoélectroniques est son diagramme de bandes d'énergie. Il est important de connaître la nature de sa bande interdite (directe ou indirecte). Le choix des compositions de l'alliage quaternaire permet d'ajuster la valeur de la bande interdite et d'atteindre ainsi les longueurs d'ondes désirées, pourvu qu'une assez bonne qualité cristalline du matériau soit maintenue. Contrairement aux semi-conducteurs classiques AlGaAs, GaInAs, GaInP où la bande interdite de l'alliage est raisonnablement obtenue par interpolation linéaire entre les bandes interdites des binaires parents avec un faible paramètre de non linéarité "Bowling", les bandes interdites des nitrures en possèdent un grand, qui augmente avec la concentration de l'azote et qui représente la non linéarité de la bande interdite [11].

#### 1.3.2.5.1 Calcul de la bande interdite

Pour  $y \leq 0.011$  :

Le gap non contraint de l'alliage  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  est donné par [13].

$$E_g = xyE_g(\text{GaN}) + (1-x)yE_g(\text{InN}) + x(1-y)E_g(\text{GaAs}) + (1-x)(1-y)E_g(\text{InAs}) \\ + x(-1+x)[yC(\text{InGaN}) + (1-y)C(\text{InGaAs})] + y(-1+y)[xC(\text{AsNIn}) + (1-x)C(\text{AsNGa})] \quad (1.10)$$

Où :

$C(\text{InGaN})$ ,  $C(\text{InGaAs})$ ,  $C(\text{InNAs})$  et  $C(\text{GaNAs})$  représentent les paramètres de Bowling et sont donnés par [A4] ainsi que les bandes interdites des binaires.

Nous avons représenté sur la figure 1.19 la variation de la bande interdite en fonction des compositions  $x$  et  $y$ , on peut avoir une même valeur de bande interdite pour plusieurs couples  $(x,y)$  tandis que sur la figure 1.20 sa variation en fonction de  $x$  pour  $y=0.01$ , celle-ci augmente avec la composition  $x$  et elle est presque linéaire, car le paramètre de non linéarité est faible.



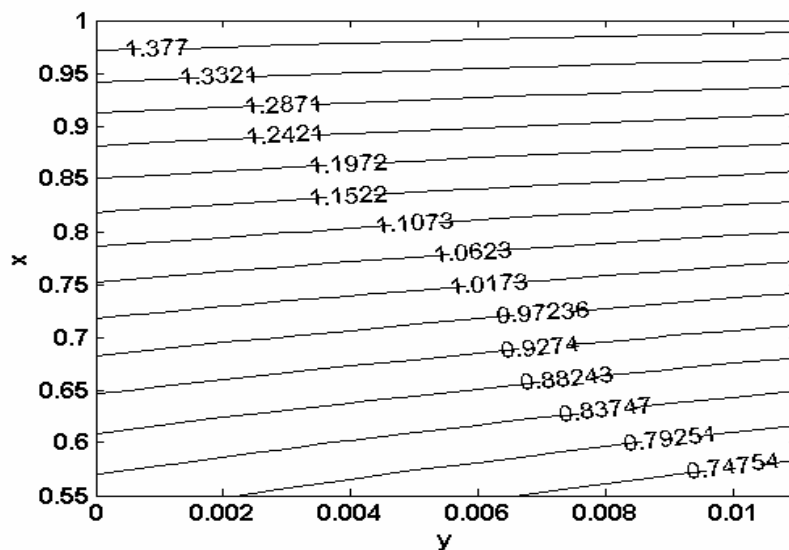


Figure 1.19 : Courbes isogap en fonction des compositions x et y

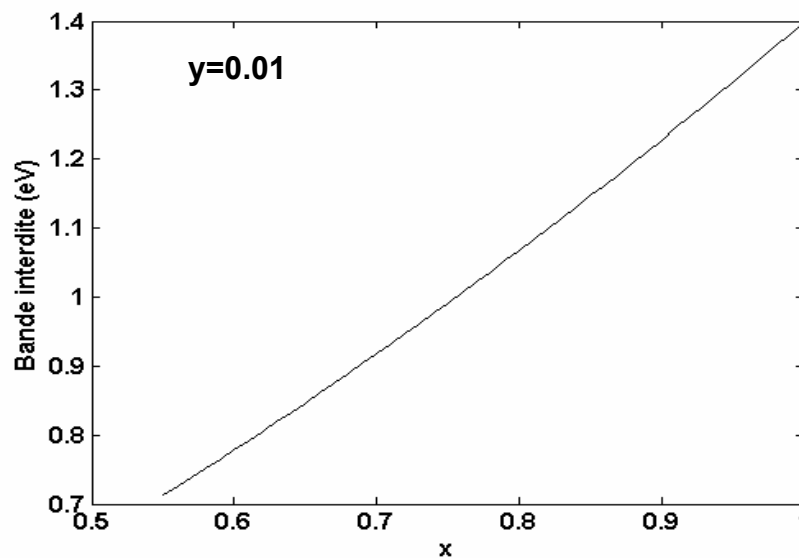


Figure 1.20 : Variation de la bande interdite en fonction de x pour  $y=0.01$ .

Pour  $y > 0.011$  :

Le modèle de calcul d'une seule bande n'est plus applicable, car à cause de l'éclatement de la bande de conduction en deux sous bandes "E<sub>+</sub>" et "E<sub>-</sub>", il ya apparition de deux bandes interdites "Eg<sub>+</sub>" et "Eg<sub>-</sub>". Le modèle à deux bandes de conduction ( Band anticrossing : BAC )

permet de reproduire les données expérimentales correctement. Les gaps non contraints de l'alliage  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$  sont donnés par [5, 9, 15].

$$E_{g+} = \frac{1}{2} \left[ (E_g(Ga_xIn_{1-x}As) + E_N) + \sqrt{[E_g(Ga_xIn_{1-x}As) - E_N]^2 + 4V_{MN}^2(y)} \right] \quad (1.11)$$

$$E_{g-} = \frac{1}{2} \left[ (E_g(Ga_xIn_{1-x}As) + E_N) - \sqrt{[E_g(Ga_xIn_{1-x}As) - E_N]^2 + 4V_{MN}^2(y)} \right] \quad (1.12)$$

Avec :

$$E_g(Ga_xIn_{1-x}As) = xE_g(GaAs) + (1-x)E_g(InAs) - 0.32x(1-x) \quad (1.13)$$

Et :

$$V_{MN} = 2.7\sqrt{y} \text{ pour } (x = 0.92 \text{ à } 1) \quad (1.14)$$

$$V_{MN} = 3.2\sqrt{y} \text{ pour } (x = 0.8) \quad (1.15)$$

$$E_N = 1.65 - (1-x)(0.5 - 0.4(1-x)) \quad (1.16)$$

Où :

Le niveau  $E_N$  et le potentiel de couplage  $V_{MN}$  sont donnés par [17].

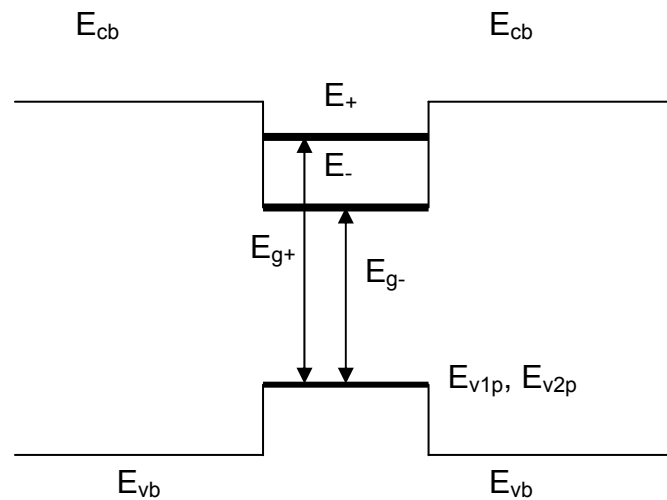


Figure 1.21 : Schématisation des deux bandes interdites non contraintes

Nous avons représenté sur la figure 1.21 la schématisation des deux bandes interdites non contraintes  $E_{g+}$  et  $E_{g-}$  et sur la figure 1.22 ses variations en fonction de  $y$  pour  $x=0.92$ . Il y a une non linéarité des deux bandes interdites. Lorsque la concentration d'azote augmente, le gap  $E_{g-}$  diminue tandis que  $E_{g+}$  augmente et les résultats expérimentaux sont conformes à ceux calculés par le modèle BAC.

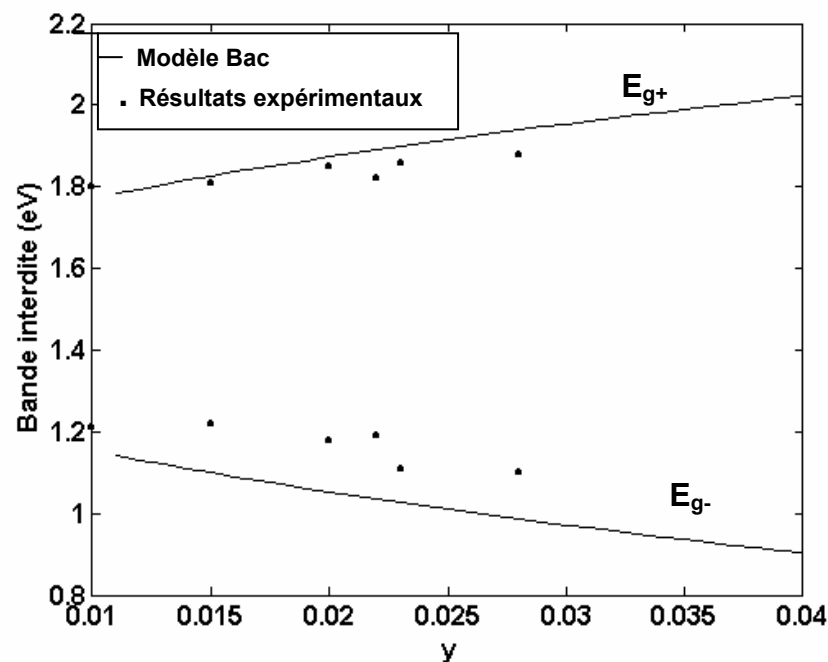


Figure 1.22 : Variation de la bande interdite en fonction de  $y$  (Modèle Bac) pour  $x=0.92$ .

#### 1.3.2.5.2 Effet de la température

La bande interdite d'un alliage varie en fonction de la température. Le gap de  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  est donné en fonction de la température par la relation de Varshni [19].

$$E_{g-}(T) = E_{g-}(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (1.17)$$

Où :

$\alpha$ ,  $\beta$  sont les coefficients de Varshni et sont obtenus par interpolation linéaire des coefficients des alliages binaires GaN, GaAs, InN et InAs. Les bandes interdites à 0°K et les coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  des binaires sont donnés par [A4].

Nous avons simulé sur la figure 1.23 la variation de la bande interdite en fonction de la température. Lorsque la température augmente, il y a diminution de la bande interdite. Cette diminution trouve son origine dans la dilatation thermique, qui modifie les positions des bandes de valence et de conduction et les interactions "électrons-phonons" qui induisent un décalage des positions des bandes de valence et conduction.

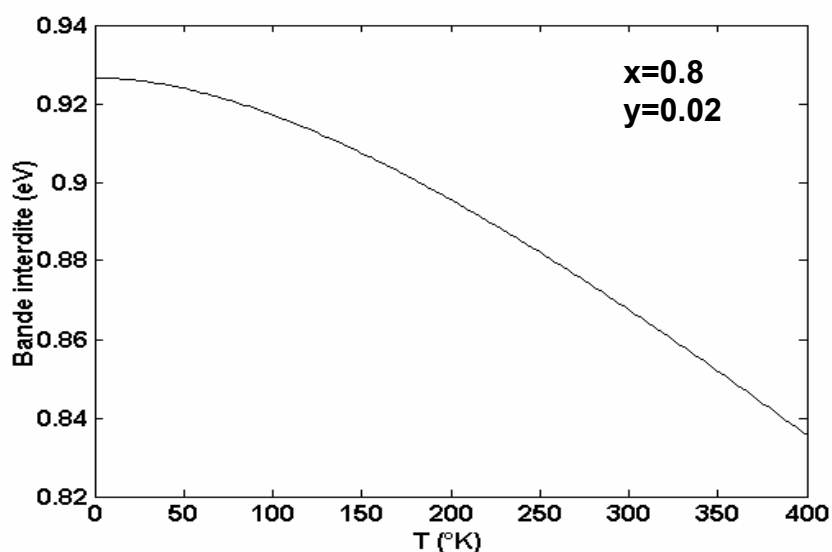


Figure 1.23 : Variation de la bande interdite en fonction de la température ( $x=0.8$ ,  $y=0.02$ ).

#### 1.3.2.6 Calcul de la masse effective

La structure de bande des semi-conducteurs est en général très compliquée. Cependant les états peuplés lors du fonctionnement du dispositif sont situés au voisinage du centre de la zone de Brillouin (semi-conducteur à gap direct), (voir figure 1.6). Par conséquent, une connaissance détaillée de la structure de bande n'est pas nécessaire. Néanmoins, vu que les bandes d'un semi-conducteur sont séparées par une bande interdite, il est clair que les excitations importantes auront lieu près des extrema de ces bandes, soit au minimum de la bande de conduction soit au maximum de la bande de valence.

L'approximation de la masse effective permet d'obtenir une bonne description de la structure de bande au voisinage de  $k=0$ , celle-ci est donnée par :

$$m_e^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}} \quad (1.18)$$

Cette expression est très importante, car elle montre que nous pouvons considérer l'électron dans le minimum de la bande de conduction, comme pouvant se déplacer comme un électron libre qui aurait une masse différente. 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 varie en fonction du vecteur d'onde  $k$ . Les énergies des bandes de valence dans l'approximation parabolique sont exprimées par des lois semblables à celle utilisée pour la bande de conduction (1.18). Comme les électrons dans la bande de conduction, les trous dans les bandes de valence se comportent comme des particules libres de masse effective  $m_{hh}^*$  et  $m_{lh}^*$ .

Pour  $y \leq 0.011$  :

La masse effective des porteurs dans le puits  $Ga_x In_{1-x} N_y As_{1-y}$  est donnée par [14, 15, 20].

$$m_p^*(x,y) = m^*(Ga_x In_{1-x} N_y As_{1-y}) = m^*(Ga_x In_{1-x} As) + 18.1667 m_0 \Delta_\varepsilon(x,y) \quad (1.19)$$

Avec :

$$m^*(Ga_x In_{1-x} As) = (1-x)m^*(GaAs) + x m^*(InAs) - 0.0091x(1-x) \quad (1.20)$$

Et :

$$\Delta_\varepsilon(x,y) = \varepsilon(x,y) - \varepsilon(x,0) \quad (1.21)$$

Où  $\varepsilon(x,y)$  et  $\varepsilon(x,0)$  sont données par (1.5) et les masses effectives des alliages binaires sont données par A4.

Nous avons représenté sur La figure 1.24 la variation de la masse effective des "électrons", des "trous lourds" et des "trous légers" en fonction de x pour y=0.01. On constate que la variation des masses effectives est pratiquement nulle pour des faibles concentrations d'azote.

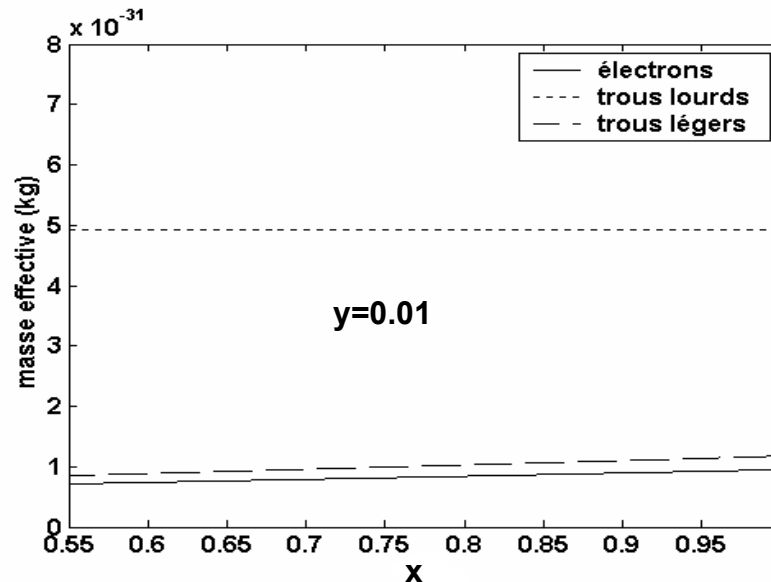


Figure 1.24 : Variation de la masse effective en fonction de x pour y=0.01

Pour  $y > 0.011$

La masse effective des porteurs dans le puits  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$  est donnée par [14].

$$m_p^* = \frac{2m^*(Ga_xIn_{1-x}As)}{1 + \frac{(E_N - E_g(Ga_xIn_{1-x}As))}{\sqrt{(E_{g^-} - E_N)^2 + 4V_{MN}^2(y)}}} \quad (1.22)$$

Nous avons représenté sur la figure 1.25 la variation de la masse effective des "électrons", des "trous lourd" et des "trous légers" en fonction de y pour x=0.8. On remarque que l'augmentation de la concentration d'azote implique une augmentation de la masse effective des trous lourds et n'a pratiquement aucun effet sur la masse effective des électrons et des trous légers.

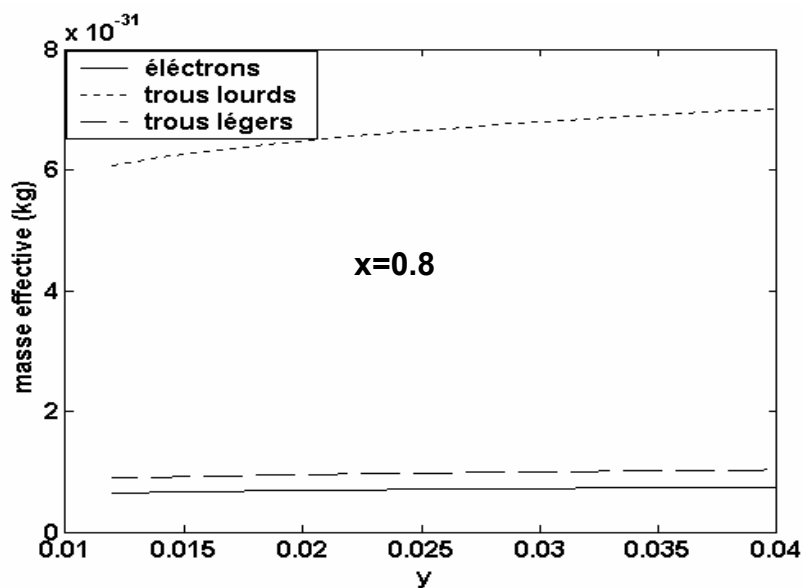


Figure 1.25 : Variation de la masse effective en fonction de y pour  $x=0.8$ .

#### 1.4 Conclusion

L'incorporation d'une faible composition d'azote, dans un alliage de semi-conducteur III-V, a des effets spectaculaires sur ses propriétés. L'effet le plus remarquable est une forte réduction de la bande interdite du matériau. La présence d'azote conduit aussi à une réduction du paramètre de maille et à l'augmentation de la masse effective des trous lourds de l'alliage. La combinaison de ces effets a permis la fabrication de puits quantique pour l'émission autour des longueurs d'ondes de télécommunications optiques  $1,3 \mu\text{m}$  [A2].

## CHAPITRE 2

### CALCUL DE L'ENERGIE DE TRANSITION

#### 2.1 Introduction

L'étude consiste en la détermination d'une structure permettant d'émettre à la longueur d'onde de 1.3  $\mu\text{m}$  (fenêtre de transmission pour fibre optique) [A2]. Jusqu'à un passé récent, les diodes lasers émettant à cette longueur d'onde étaient basées sur  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$  or ces structures ont un faible confinement de porteurs à cause du faible décalage de bande entre les deux matériaux [13, 21, 22].

Nous calculerons d'abord les décalages de bande et les bandes interdites contraintes pour la structure  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ , ensuite nous déterminerons les énergies de transition (ou les longueurs d'ondes d'émissions).

#### 2.2 Calcul des décalages de bande

Les discontinuités de bandes pour la bande de conduction " $\Delta V_c$ " des électrons, de valence " $\Delta V_{hh}$ " des trous lourds et " $\Delta V_{lh}$ " des trous légers sont données par [16].

$$\Delta V_c = E_{cb} - E_{cp} \quad (2.1)$$

$$\Delta V_{hh} = E_{v2p} - E_{vb} \quad (2.2)$$

$$\Delta V_{lh} = E_{v1p} - E_{vb} \quad (2.3)$$

Où :

$E_{cb}$ ,  $E_{cp}$ ,  $E_{vb}$ ,  $E_{v1p}$  (trous légers) et  $E_{v2p}$  (trous lourds) sont représentées sur la figure 2.1 et sont données par [16].



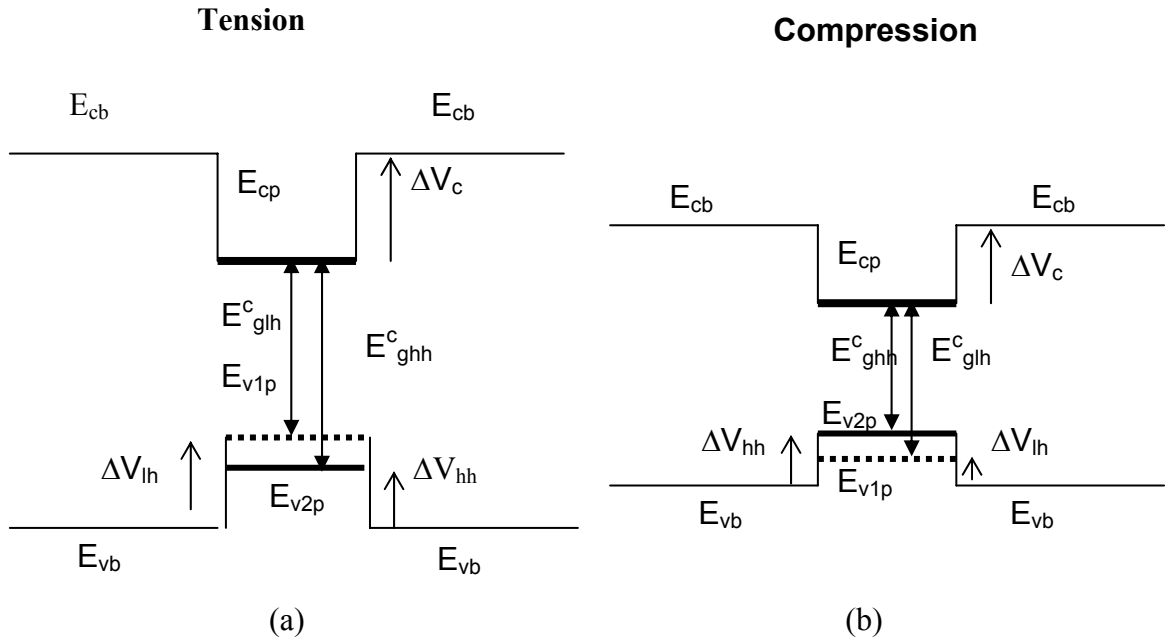


Figure 2.1 : Schématisation des décalages de bandes et des bandes interdites contraintes

$$\Delta V_c = E_{vavb} - E_{vavp} + \frac{\Delta_{0b}}{3} + E_g(GaAs) - E_g^{nc} - \frac{\Delta_{0p}}{3} - a_c(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \quad (2.4)$$

$$\Delta V_{lh} = E_{vavp} - E_{vavb} + a_v(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + \frac{\Delta_{0p}}{3} - \frac{\Delta_{0b}}{3} + 2b(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{zz}) \quad (2.5)$$

$$\Delta V_{hh} = E_{vavp} - E_{vavb} - \frac{\Delta_{0b}}{3} + a_v(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + Q_{hh} \quad (2.6)$$

Avec :

$$Q_{hh} = -\frac{\Delta_{0p}}{6} + \frac{2b(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{zz})}{4} + \frac{1}{2}(\Delta_{0p}^2 + 2b\Delta_{0p}(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{zz}) + \frac{9}{4}(2b(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{zz}))^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

où :

$a_c$  et  $a_v$  sont les potentiels de déformation hydrostatique de la bande de conduction et de la bande de valence,  $b$  est le potentiel de déformation de cisaillement, " $\Delta_{0b}$  et  $\Delta_{0p}$ " sont les énergies de couplage spin-orbite de la barrière (GaAs) et du puits ( $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$ ),  $E_{vavb}$  et  $E_{vavp}$  sont les références du niveau d'énergie de la barrière et du puits [A4] et  $E_g^{nc}$  est le gap non contraint.

Nous avons représenté sur les figures 2.2 et 2.3 les variations des décalages de bande  $\Delta V_c$ ,  $\Delta V_{hh}$  et  $\Delta V_{lh}$  (voir figure 2.1) en fonction de  $x$  pour  $y=0.01$  (éclatement négligeable) et en fonction de  $y$  pour  $x=0.8$  (avec éclatement). Lorsque  $x$  augmente ( $y=0.01$ ), les décalages des bandes de conduction et de valence (des trous lourds et des trous légers) diminuent tandis qu'ils augmentent quand  $y$  augmente ( $x=0.8$ ), sauf celui des "trous lourds" qui reste presque constant. Pour une certaine valeur, qui représente l'accord de maille (voir figure 1.14), on a le même décalage de bande des "trous lourds" et des "trous légers".

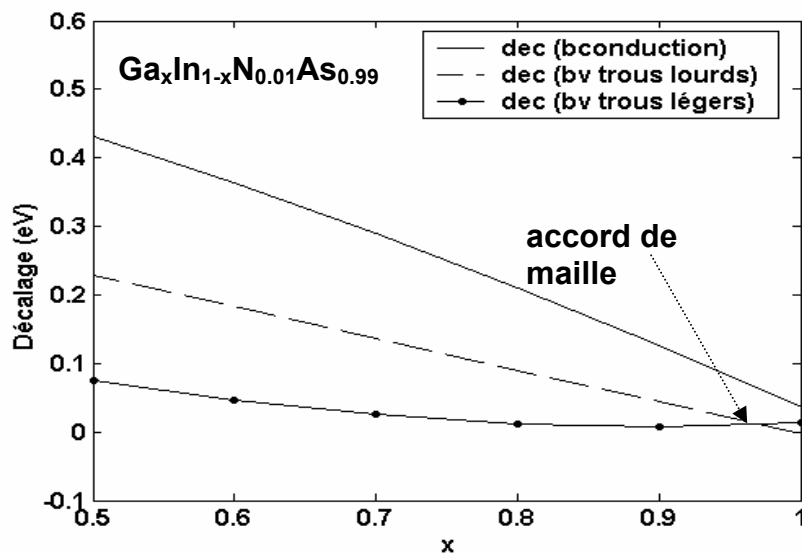


Figure 2.2 : Variation des décalages de bande en fonction de  $x$  pour  $y=0.01$  (éclatement négligeable)

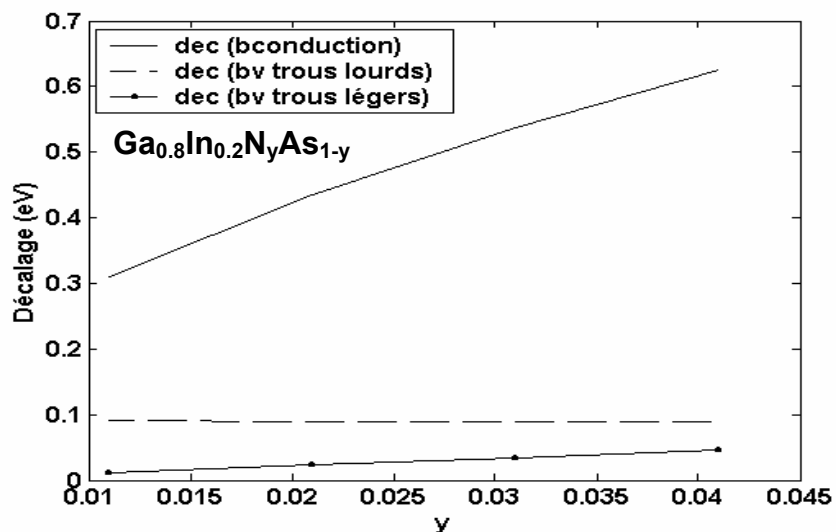


Figure 2.3 : Variation des décalages de bande en fonction de  $y$  pour  $x=0.8$  (éclatement).

### 2.3 Calcul des bandes interdites contraintes

Les bandes interdites contraintes " $E_{ghh}^c$ " (électrons-trous lourds) et " $E_{glh}^c$ " (électrons –trous légers ), (voir figure 2.1) sont données par [16].

$$E_{glh}^c = E_{cp} - E_{v1p} \quad (2.8)$$

$$E_{glh}^c = E_g^{nc} + a_c(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) - a_v(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) - 2b(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{zz}) \quad (2.9)$$

$$E_{ghh}^c = E_{cp} - E_{v2p} \quad (2.10)$$

$$E_{ghh}^c = E_g^{nc} + a_c(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) - a_v(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + \frac{\Delta_{0p}}{3} - Q_{hh} \quad (2.11)$$

Nous avons simulé sur les figures 2.4 et 2.5 les variations des gaps non contraints et contraints des "trous lourds" et des "trous légers" en fonction de x pour y=0.01 (éclatement négligeable) et en fonction de y pour x=0.8 (avec éclatement). Lorsque x augmente, les bandes interdites non contraintes et contraintes augmentent en fonction de x ( y=0.01 ) tandis qu'elles diminuent quand y augmente (x=0.8). Pour une certaine valeur qui représente l'accord de maille (voir figure 1.14), on a la même bande interdite.

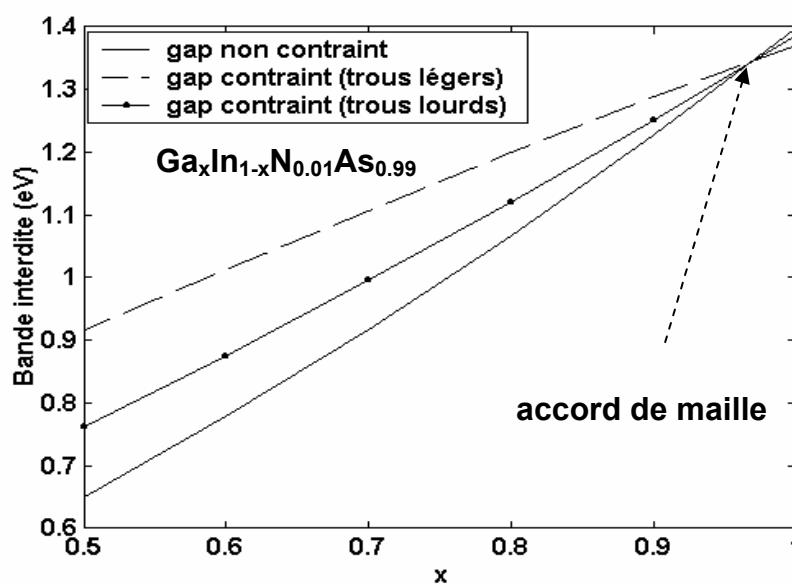


Figure 2.4 : Variation des gaps en fonction de x pour y=0.01 (éclatement négligeable)

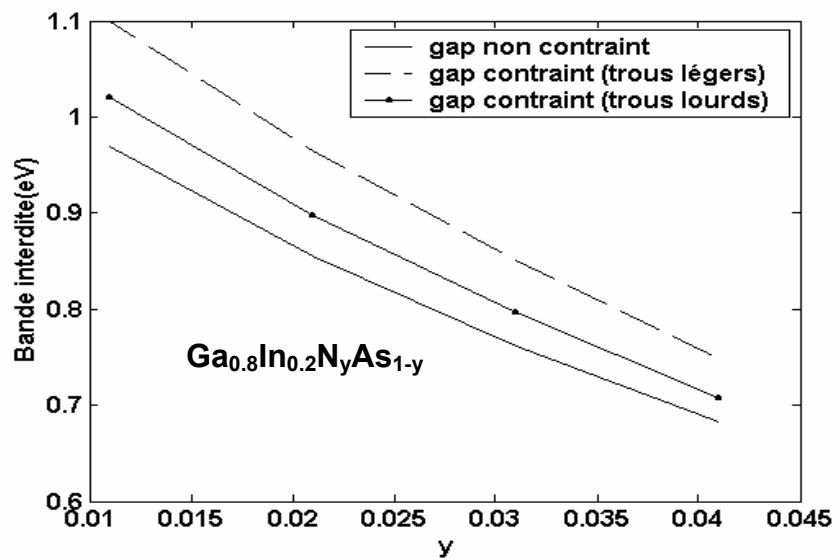


Figure 2.5 : Variation des gaps en fonction de y pour x=0.8 (éclatement )

## 2.4 Structure de bande du puits quantique $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$

L'incorporation de l'azote affecte la bande de conduction. La contrainte affecte les bandes de valences  $E_{v2p}$  "trous lourds" et  $E_{v1p}$  "trous légers".

### 2.4.1 Structure de la bande de conduction

Nous avons représenté sur la figure 2.6 les structures de bande de conduction des alliages  $Ga_{0.94}In_{0.06}As$  et  $Ga_{0.94}In_{0.06}N_{0.02}As_{0.98}$  en fonction du vecteur d'onde  $k$  et le niveau  $E_N$  des atomes d'azote. Pour une incorporation d'azote  $y=0.02$ , la bande de conduction se divise en deux sous bandes  $E_+$  et  $E_-$  "éclatement" (les bandes de valence ne sont pas affectées par l'azote [9]).

$E_N$  est donné par (1.16) et les sous bandes de conduction  $E_-$ ,  $E_+$  et  $E_c$  ( $Ga_xIn_{1-x}As$ ) sont données par :

$$E_- = E_{g_-} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{ep}^*} \quad (2.12)$$

$$E_+ = E_{g_+} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{ep}^*} \quad (2.13)$$

$$E_c(Ga_xIn_{1-x}As) = E_g(Ga_xIn_{1-x}As) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*(Ga_xIn_{1-x}As)} \quad (2.14)$$

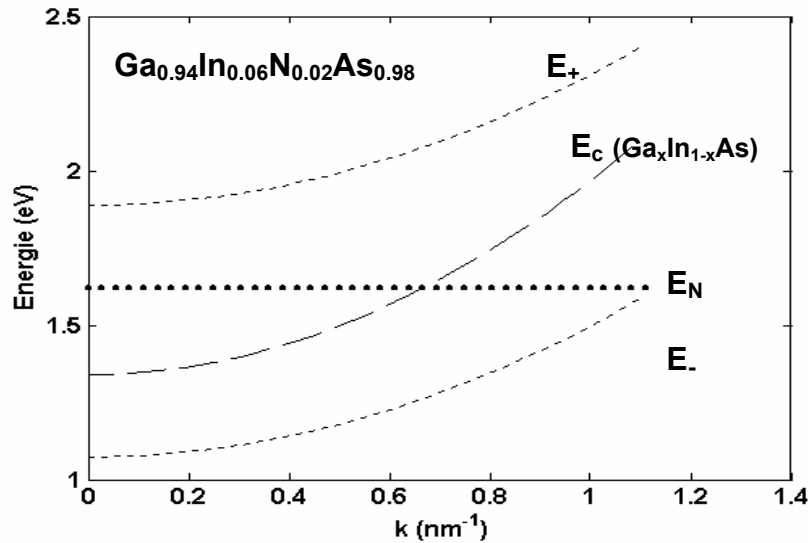


Figure 2.6 : Structures de bande de conduction des alliages  $Ga_{0.94}In_{0.06}As$  et  $Ga_{0.94}In_{0.06}N_{0.02}As_{0.98}$  en fonction du vecteur d'onde  $k$  et le niveau  $E_N$  des atomes d'azote à  $T=300^\circ K$ : éclatement

#### 2.4.2 Structure de la bande de valence

Nous avons simulé sur les figures (2.7), (2.8) et (2.9) les effets de la contrainte sur la structure de bande de valence en fonction du vecteur d'onde  $k$ , au voisinage de  $k=0$ , du puits quantique  $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$  pour  $y=0.02$ . Il y a une diminution de la bande interdite quand l'hétérostructure est sous compression (a), alors que dans le cas d'une tension (b) la bande interdite augmente par rapport à l'état accordé (c) (sans contrainte). Le haut de la bande de valence dans le cas d'une compression est la bande des trous lourds, alors que dans le cas d'une tension, la plus haute bande de valence est la bande des trous légers. Pour l'accord de maille, les deux sous bandes sont dégénérées en  $k=0$ .

$$E_{v2p}(k) = E_{v2p} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hhp}^*} \quad (2.15)$$

$$E_{v1p}(k) = E_{v1p} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{lhp}^*} \quad (2.16)$$

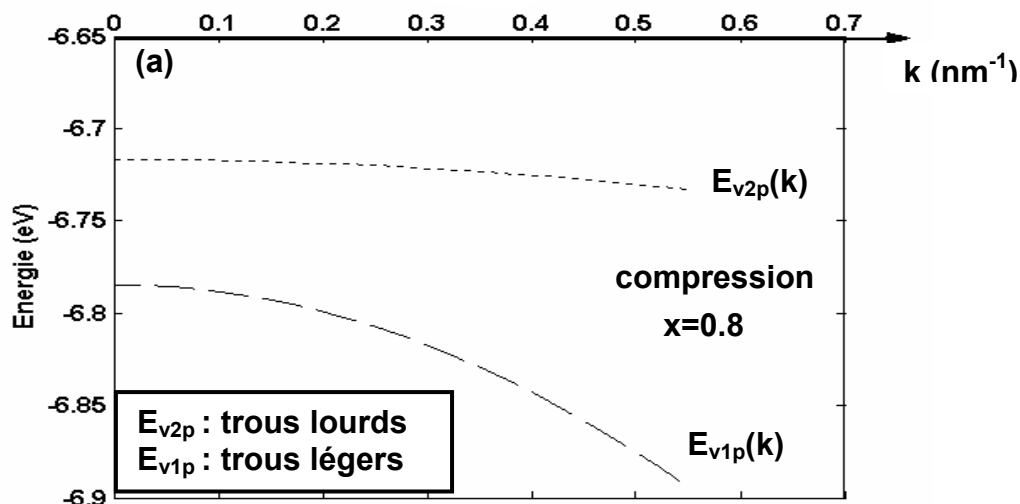


Figure 2.7 : Effet de la contrainte sur la structure de bande de valence à  $T=300^\circ\text{K}$ : compression

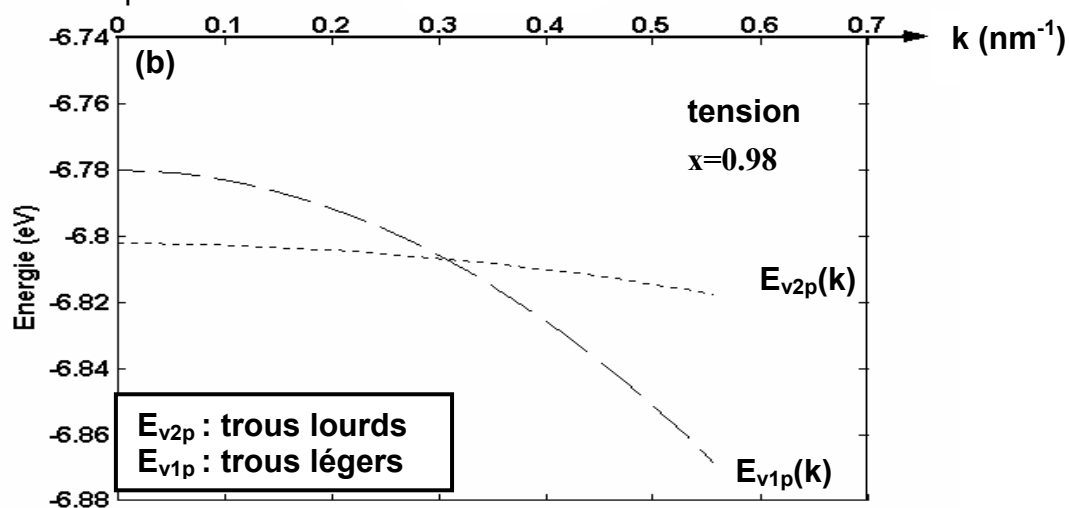


Figure 2.8 : Effet de la contrainte sur la structure de bande de valence à  $T=300^\circ\text{K}$ : tension ( $x=0.98$ ).

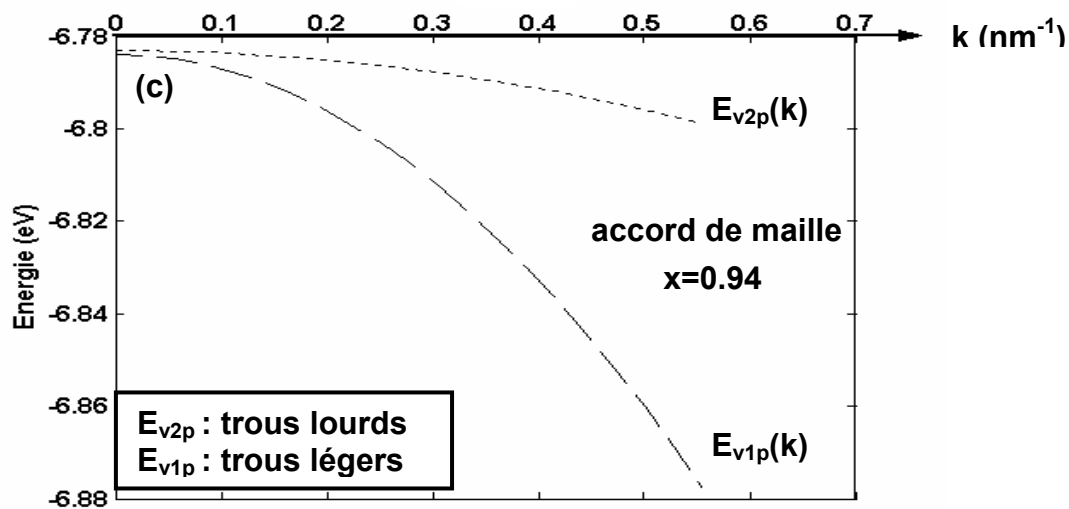


Figure 2.9 : Effet de la contrainte sur la structure de bande de valence à  $T=300^\circ\text{K}$ : accord de maille ( $x=0.94$ ).

## 2.5 Modèle de calcul de l'énergie de quantification

Dans un puits quantique, dans la direction de croissance OX, perpendiculaire aux couches, les particules sont liées et leurs énergies sont quantifiées. Dans le plan OYZ des couches, les particules sont libres et leurs énergies associées forment un continuum [3]. Considérons une structure à puits quantique, de profondeur  $\Delta V_c$  et de largeur L, décrite par un simple modèle à une seule bande " puits de potentiel fini " donné par :

$$\Delta V_c(X) = \begin{cases} \Delta V_c & X < 0 \text{ et } X > L \\ 0 & 0 \leq X \leq L \end{cases} \quad (2.17)$$

Nous avons représenté sur la figure 2.10 [23] la schématisation de ce puits quantique. La première région ( $X < 0$  et  $X > L$ ) correspond aux barrières de potentiel alors que la deuxième ( $0 \leq X \leq L$ ) correspond au puits. Dans une telle structure, les énergies quantifiées des électrons  $E_{en}$  peuvent être déterminées en résolvant l'équation de Schrodinger [23, 24, 25].

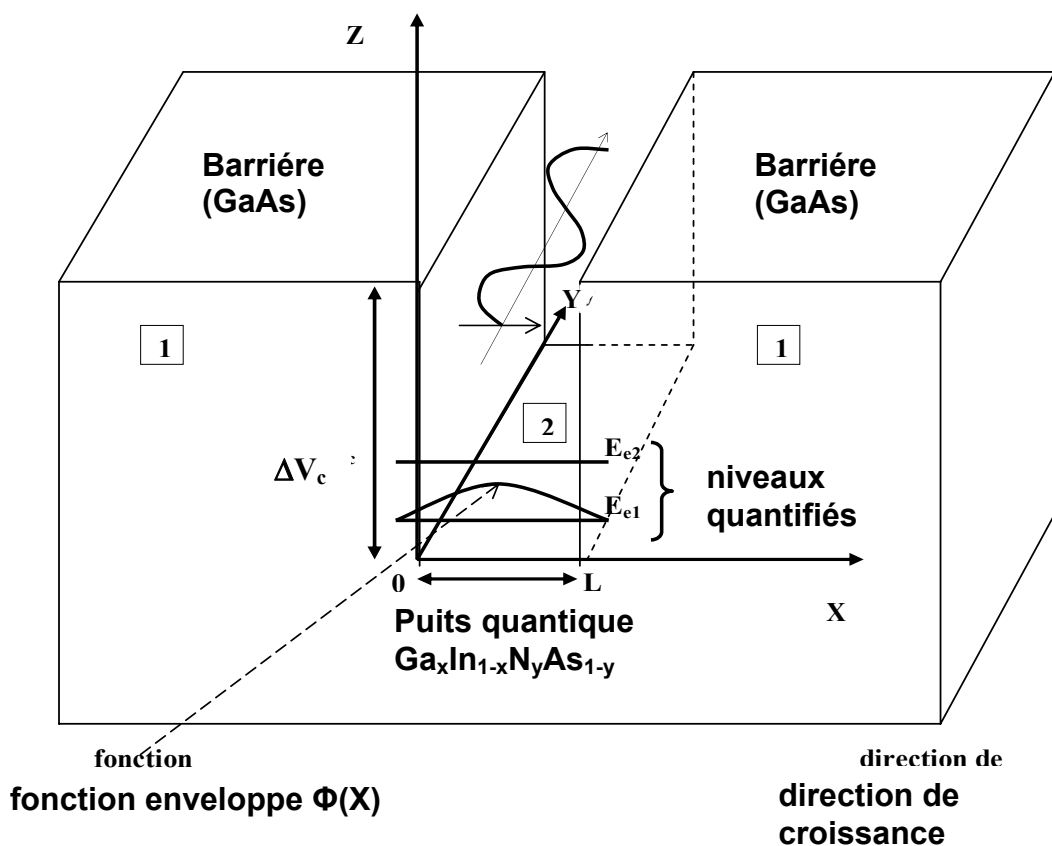


Figure 2.10 : Schématisation du puits quantique  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$  /  $\text{GaAs}$

Région (1) :

$$\frac{\hbar^2}{2m_{eb}^*} \frac{d^2 \Phi_{en}(X)}{dX^2} - (\Delta V_c - E_{en}) \Phi_{en}(X) = 0 \quad (2.18)$$

La solution de cette équation est donnée par [26, 27].

Pour  $X < 0$  :

$$\Phi_{en1}(X) = B e^{-k_{X2} X} + D e^{k_{X2} X} \quad (2.19)$$

Avec :

$$k_{X2} = \frac{\sqrt{2m_{eb}^* (\Delta V_c - E_{en})}}{\hbar} \quad (2.20)$$

Quand  $X \rightarrow -\infty$ , la solution de l'équation  $\Phi_{en1}$  sera de la forme suivante :

$$\Phi_{en1}(X) = B e^{+k_{X2} X} \quad (2.21)$$

Pour  $X > L$  :

$$\Phi_{en3}(X) = B' e^{-k_{X2} X} + D' e^{k_{X2} X} \quad (2.22)$$

Quand  $X \rightarrow +\infty$ , la solution de l'équation  $\Phi_{en3}$  sera de la forme suivante :

$$\Phi_{en3}(X) = D' e^{-k_{X2} X} \quad (2.23)$$

Région (2) :

$$\frac{\hbar^2}{2m_{ep}^*} \frac{d^2 \Phi_{en}(X)}{dX^2} + E_{en} \Phi_{en}(X) = 0 \quad (2.24)$$

La solution de cette équation est donnée par [26, 27].

$$\Phi_{en2}(X) = A \sin(k_{X1} X + \theta) \quad (2.25)$$

Avec :

$$k_{X1} = \frac{\sqrt{2m_{ep}^* E_{en}}}{\hbar} \quad (2.26)$$

Les constantes D, B', A et  $\theta$  sont déterminés à partir des conditions aux limites en utilisant les continuités de la fonction d'onde et de la densité de courant de probabilité.

Pour  $X=0$  :

$$\Phi_{en1}(0) = \Phi_{en2}(0) \quad (2.27)$$

$$\frac{1}{m_{eb}^*} \frac{d\Phi_{en1}(0)}{dX} = \frac{1}{m_{ep}^*} \frac{d\Phi_{en2}(0)}{dX} \quad (2.28)$$



Ce qui donne :  $B = A \sin \theta$  (2.29)

$$\frac{-B k_{X2}}{m_{eb}^*} = \frac{A k_{X1} \cos \theta}{m_{ep}^*} \quad (2.30)$$

Pour X=L :  $\Phi_{en2}(L) = \Phi_{en3}(L)$  (2.31)

$$\frac{1}{m_{ep}^*} \frac{d\Phi_{en2}(L)}{dX} = \frac{1}{m_{eb}^*} \frac{d\Phi_{en3}(L)}{dX} \quad (2.32)$$

Ce qui donne :  $A \sin(k_{X1}L + \theta) = D' e^{k_{X2}L}$  (2.33)

$$\frac{A k_{X1} \cos(k_{X1}L + \theta)}{m_{ep}^*} = \frac{D' e^{k_{X2}L}}{m_{eb}^*} \quad (2.34)$$

En divisant membre à membre les équations (2.29, 2.30) et (2.33, 2.34), on aura l'équation suivante :

$$\frac{\sqrt{m_{ep}^* E_{en}}}{\hbar} L + 2 \arctg \sqrt{\frac{m_{eb}^* E_{en}}{m_{ep}^* (\Delta V_c - E_{en})}} = n\pi \quad (2.35)$$

Où les solutions  $E_{en} < \Delta V_c$  sont les énergies permises de la particule liée.

Notons que l'expression (2.35) permet aussi par analogie de calculer les niveaux d'énergie quantifiés des trous lourds et des trous légers.

La fonction d'onde globale d'un électron sera donc le produit de la fonction enveloppe  $\Phi(X)$  (solution de l'équation de schrodinger) par la fonction de Bloch  $U(Y,Z)$  et par une onde plane décrivant le mouvement libre des porteurs parallèlement aux interfaces [23].

$$\Psi_{en,k}(X,Y,Z) = \Phi(X)U(Y,Z)e^{i(k_Y Y + k_Z Z)} \quad (2.36)$$

Nous avons représenté sur la figure 2.11 l'organigramme de calcul de l'énergie de quantification, de l'énergie de transition et la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits

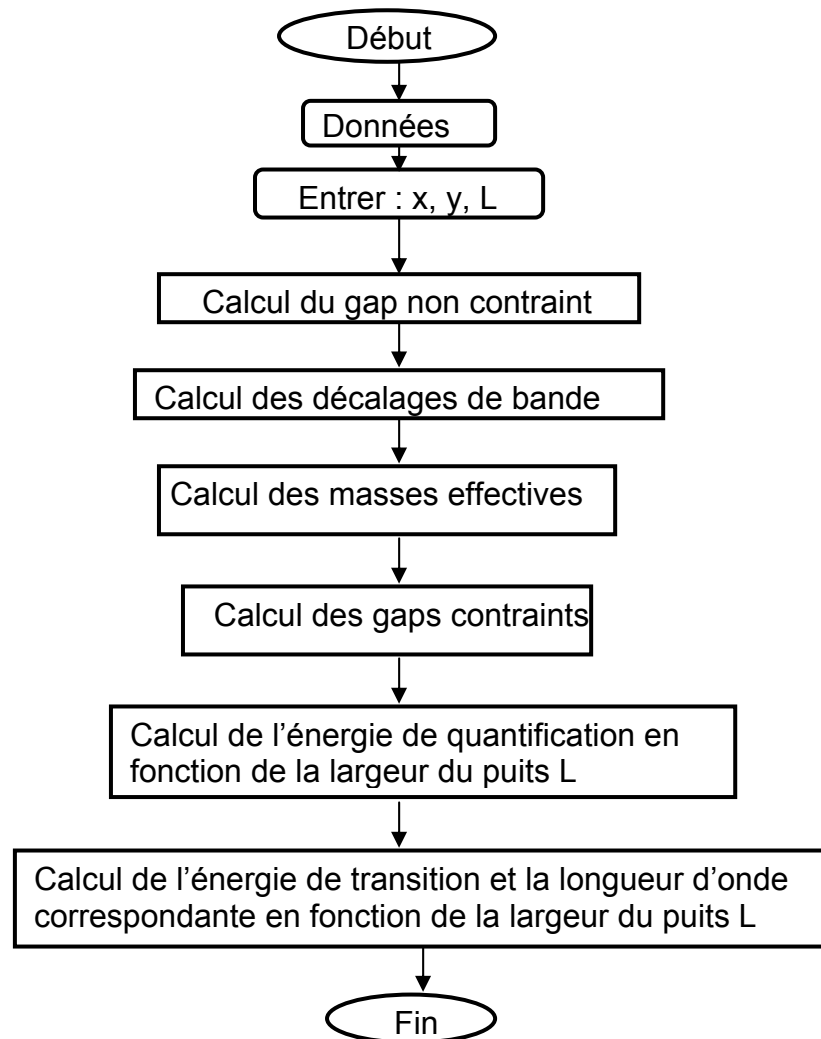


Figure 2.11 : Organigramme de calcul de l'énergie de quantification, de l'énergie de transition et la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits

### 2.6 Evolution de l'énergie de quantification en fonction de la largeur du puits (influence de la contrainte)

Dans le but de faire une comparaison, nous avons représenté sur les figures 2.12, 2.13 et 2.14 les énergies de quantification  $E_{e1}$  "électrons",  $E_{hh1}$  "trous lourds" et  $E_{lh1}$  "trous légers" en fonction de la largeur du puits dans le cas  $\gamma=0.01$ , où l'éclatement de la bande de conduction est négligeable tandis que sur les figures

2.15, 2.16 et 2.17 ( $y=0.02$ ), où la bande de conduction est affectée, pour trois structures différentes (a) compressive, (b) accord de maille et (c) tensive. Lorsque la largeur du puits augmente, l'énergie de quantification diminue. Les énergies quantifiées des trous lourds et légers sont faibles par rapport à l'énergie des électrons ceci est dû au grand décalage de bande de conduction par rapport à celui des bandes de valence des trous lourds et légers. Pour le cas  $y=0.01$ , l'énergie de quantification est inférieure à celle de  $y=0.02$ , ceci peut s'expliquer par le fait que lorsqu'on augmente la concentration d'azote, le décalage de bande augmente et donc l'énergie quantifiée augmente.

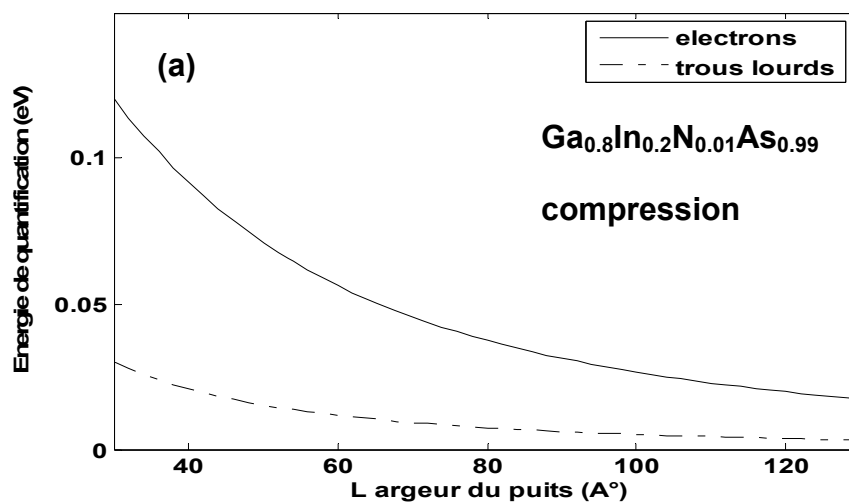


Figure 2.12 : Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau1,  $T=300^{\circ}\text{K}$ ) pour (a) compression ( éclatement négligeable).

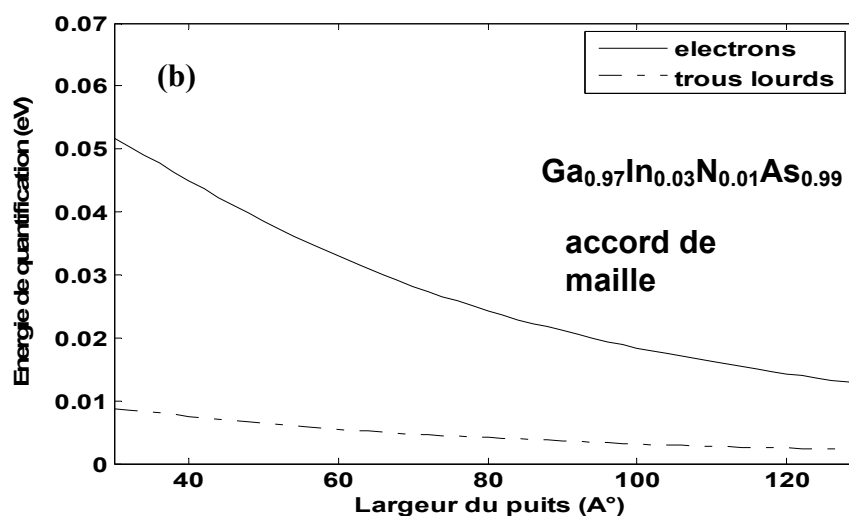


Figure 2.13 : Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau1,  $T=300^{\circ}\text{K}$ ) pour ( b) accord de maille ( éclatement négligeable).

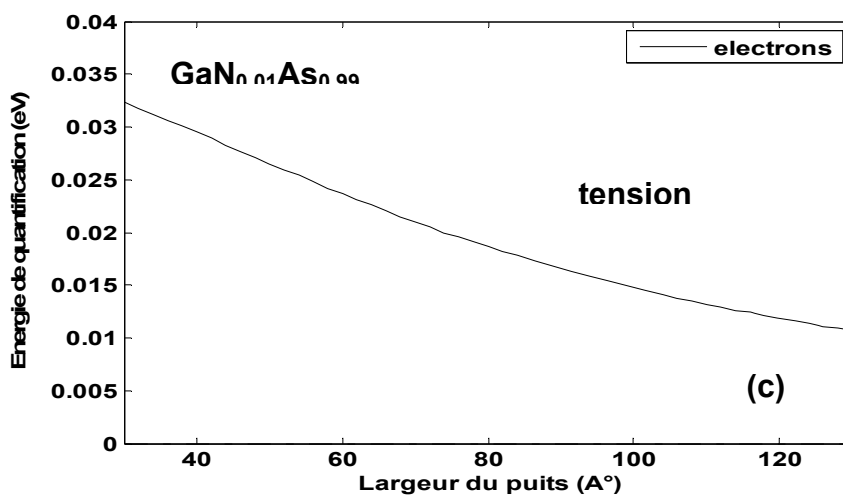


Figure 2.14 : Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (c) tension (éclatement négligeable).

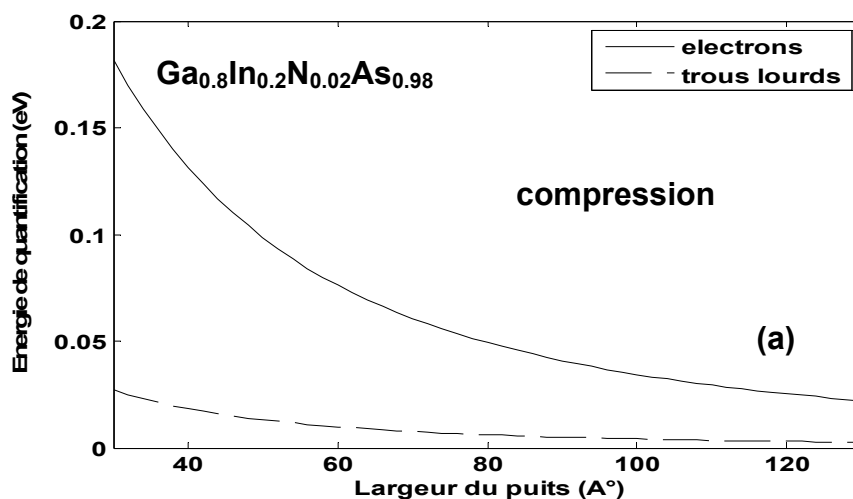


Figure 2.15 : Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau1,  $T=300^\circ\text{K}$ ), pour (a) compression (avec éclatement).

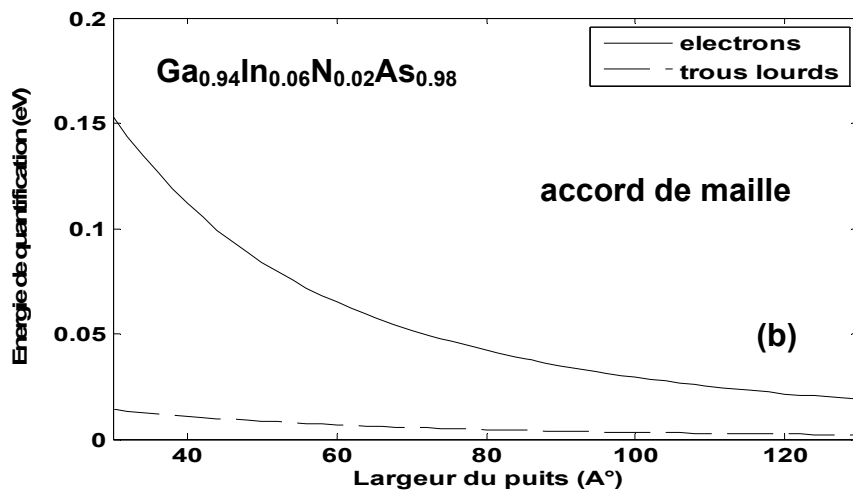


Figure 2.16 : Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (b) accord de maille (avec éclatement).

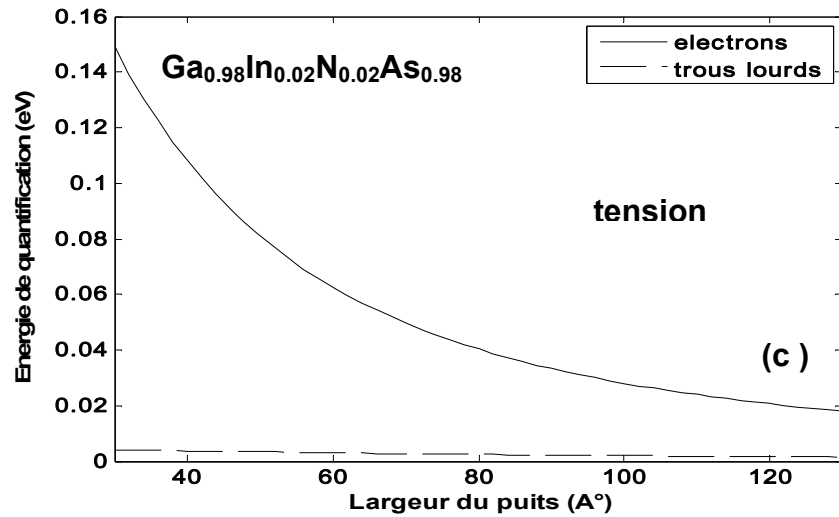


Figure 2.17 : Energie de quantification en fonction de la largeur du puits (niveau1, T=300°K) pour (c) tension (avec éclatement).

### 2.7 Evolution de l'énergie de transition en fonction de la largeur du puits

Les énergies de transition  $E_{rhhn}$  (électrons-trous lourds) et  $E_{rlhn}$  (électrons-trous légers) sont données par :

$$\begin{aligned} E_{rhhn} &= E_{ghh}^c + E_{en} + E_{hhn} \\ E_{rlhn} &= E_{glh}^c + E_{en} + E_{lhn} \end{aligned} \quad (2.37)$$

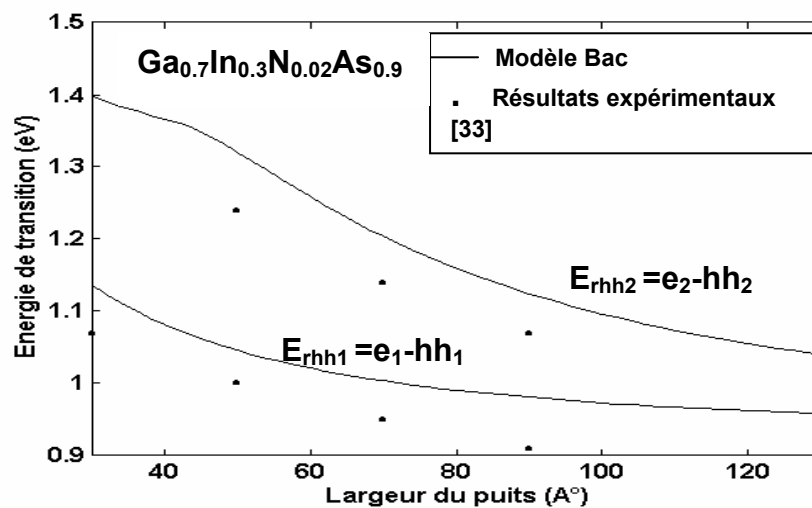


Figure 2.18 : Energie de transition en fonction de la largeur du puits ( niveaux 1 et 2) pour une structure compressive ( $x=0.7$ ,  $y=0.02$ ,  $C_{MN}=2.36$ )

Nous avons simulé sur la figure 2.18 les énergies de transition électrons-trous lourds,  $E_{rh1}$  (niveau 1) et  $E_{rh2}$  (niveau 2) en fonction de la largeur du puits, pour une structure compressive ( $x=0.7$ ,  $y=0.02$ ), avec une constante d'interaction  $C_{MN}$  égale à 2.36, en utilisant le modèle BAC. Les résultats expérimentaux ont été obtenus à partir de quatre exemples de puits quantiques  $Ga_{0.7}In_{0.3}N_{0.02}As_{0.98}$  avec des largeurs de puits de  $30\text{Å}$ ,  $50\text{Å}$ ,  $70\text{Å}$  et  $90\text{Å}$ . On remarque que lorsque la largeur du puits augmente, l'énergie de transition diminue, ceci est dû à la diminution des énergies de quantification. Ces résultats sont compatibles à ceux expérimentaux.

### 2.8 Evolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits (influence de la contrainte)

Dans le but de faire une comparaison, nous avons représenté sur les figures 2.19, 2.20 et 2.21 les longueurs d'ondes d'émission  $\lambda_{eh1}$  "électrons-trous lourds" et  $\lambda_{el1}$  "électrons-trous légers" (niveau 1) en fonction de la largeur du puits pour  $y=0.01$  (éclatement négligeable), tandis que les figures 2.22, 2.23 et 2.24 montrent les mêmes structures pour  $y=0.02$  (avec éclatement). On atteint une longueur d'onde de  $1.3\text{ }\mu\text{m}$  dans le cas éclatement ( $y=0.02$ ) et compression, ceci est dû à la diminution de la bande interdite avec l'incorporation de l'azote. On peut déduire que dans le cas éclatement négligeable ( $y=0.01$ ), pour avoir une longueur d'onde de  $1.3\text{ }\mu\text{m}$  et puisqu'il y a une diminution de la bande interdite simplement à la compression, il faut diminuer la concentration de gallium pour augmenter la longueur d'onde.

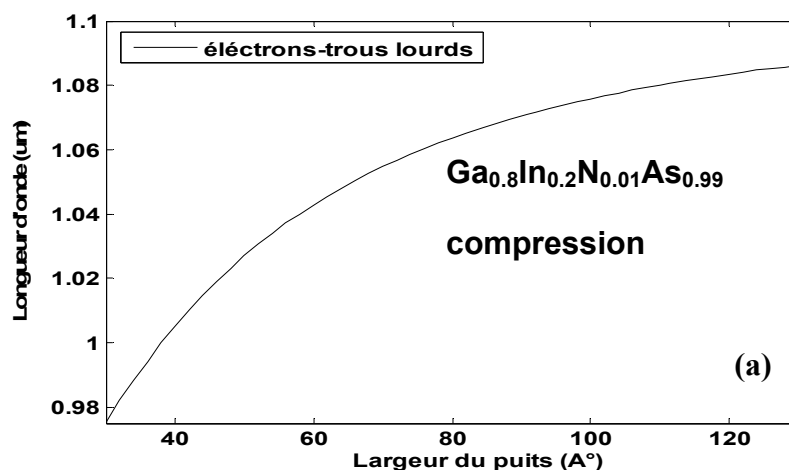


Figure 2.19 : Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (a) contrainte compressive (éclatement négligeable).

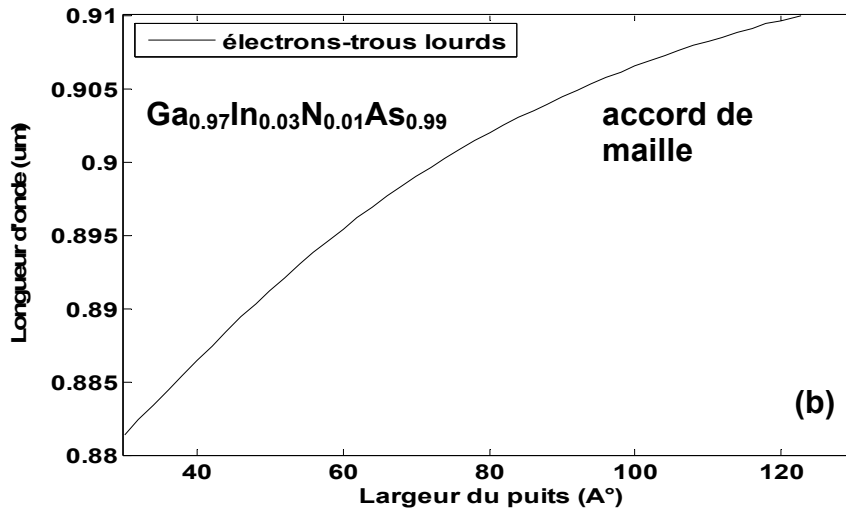


Figure 2.20 : Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour ( b) accord de maille ( éclatement négligeable).

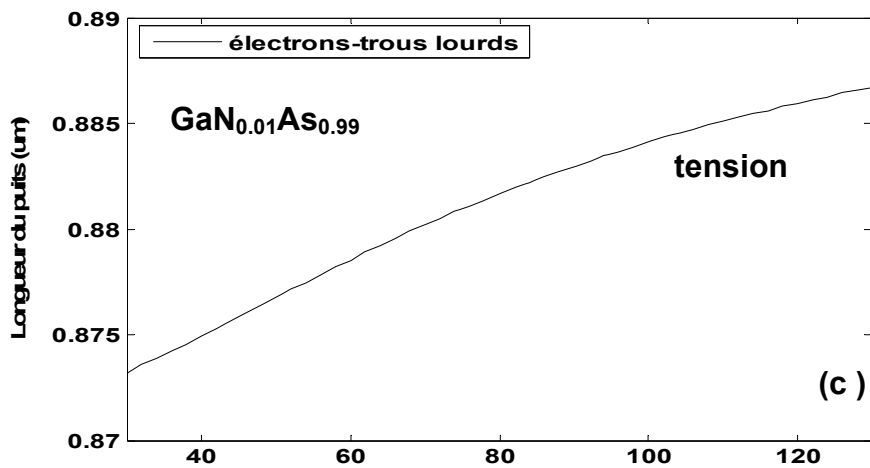


Figure 2.21 : Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (c) contrainte tensile ( éclatement négligeable)

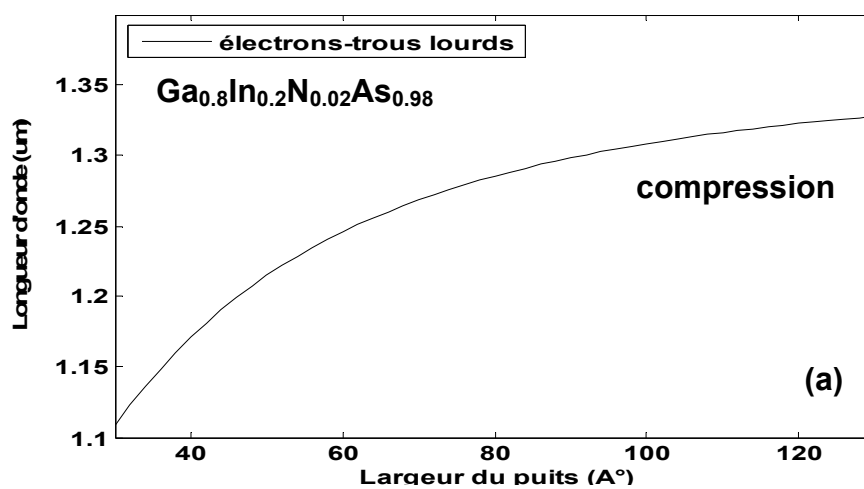


Figure 2.22 : Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1,  $T=300^\circ\text{K}$ ) pour (a) contrainte compressive (avec éclatement).

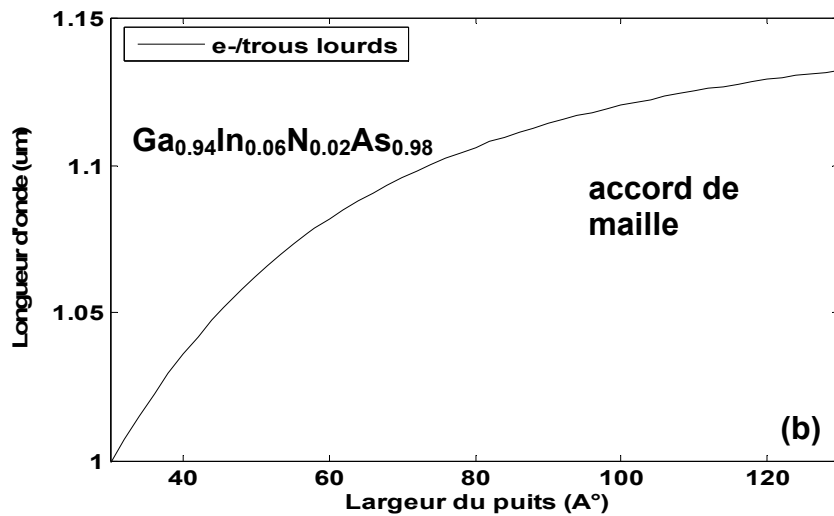


Figure 2.23 : Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1, T=300°K) pour ( b) accord de maille (avec éclatement).

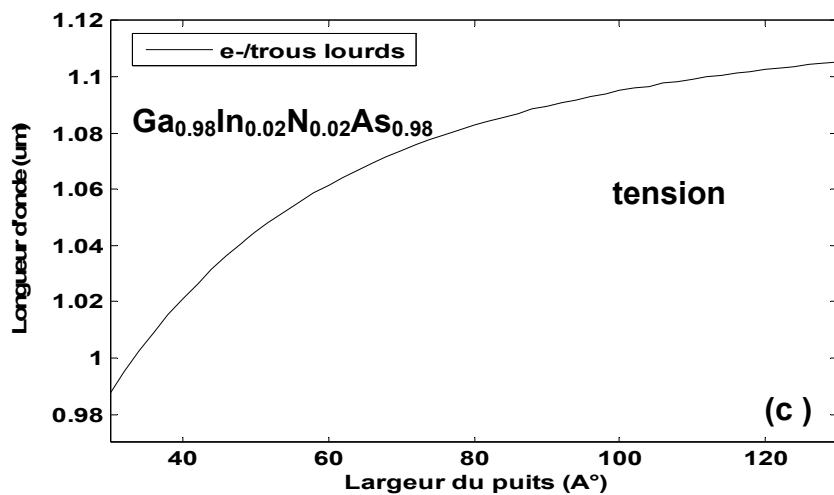


Figure 2.24 : Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits ( niveau 1, T=300°K) pour (c) contrainte tensile (avec éclatement).

### 2.9 Evolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits (influence de la température)

Nous avons simulé sur la figure 2.25 la longueur d'onde "électrons-trous lourds" en fonction de la largeur du puits pour différentes températures, pour une structure compressive ( $x=0.8$ ,  $y=0.025$ , niveau 1). Lorsque la température augmente, la bande interdite diminue (voir figure 1.23) alors la longueur d'onde augmente. On a atteint la longueur d'onde de  $1.3\mu\text{m}$  pour les largeurs de puits de  $47\text{\AA}$ ,  $56\text{\AA}$  et  $70\text{\AA}$  suivant la température considérée.



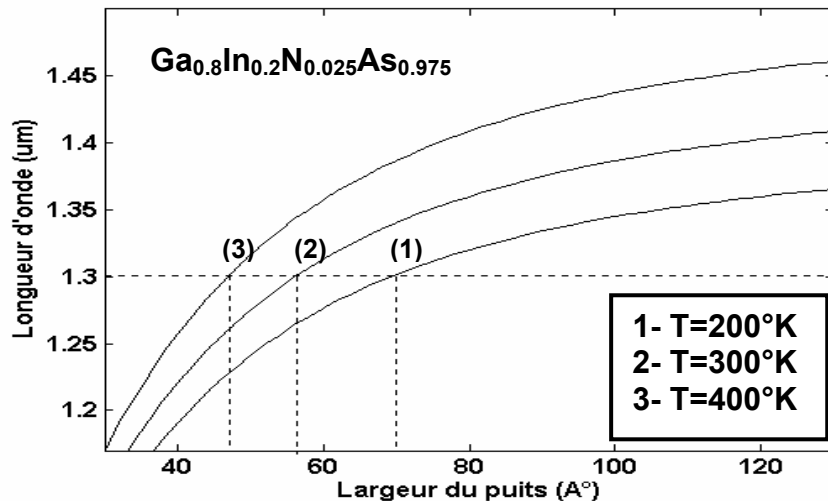


Figure 2.25 : Longueur d'onde "électrons-trous lourds" en fonction de la largeur du puits, pour différentes températures, pour une structure compressive ( $x=0.8$ ,  $y=0.025$ , niveau 1).

#### 2.10 Evolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits (influence de la concentration d'azote)

Nous avons représenté sur la figure 2.26 la longueur d'onde "électrons-trous lourds" en fonction de la largeur du puits pour différentes concentrations dans le cas "éclatement". Lorsque la concentration d'azote augmente, la bande interdite diminue (voir figure 1.22) alors la longueur d'onde augmente. On a atteint la longueur d'onde de  $1.3\mu\text{m}$  pour ces concentrations pour les largeurs de puits de  $42\text{\AA}$ ,  $56\text{\AA}$ ,  $94\text{\AA}$ .

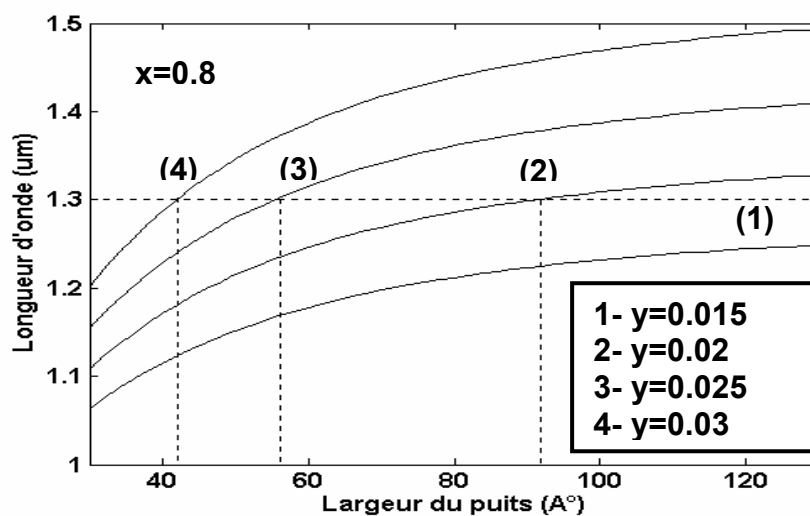


Figure 2.26 : Longueur d'onde en fonction de la largeur du puits (niveau 1,  $T=300\text{K}$ ,  $x=0.8$ ), pour différentes concentrations d'azote.

### 2.11 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons calculé l'énergie de quantification et la longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits (niveau 1) et nous avons fait une comparaison entre le cas éclatement négligeable ( $y=0.01$ ) et le cas éclatement important ( $y=0.02$ ) pour trois structures (compressive, accord de maille et tensive). Les résultats nous ont montré que dans le cas  $y=0.02$ , l'énergie de transition diminue et donc on aura augmentation de la longueur d'onde. Nous avons représenté l'énergie de transition en fonction de la largeur du puits (niveaux 1 et 2) afin de la comparer avec les résultats expérimentaux. Et finalement nous avons représenté la longueur d'onde en fonction de la largeur du puits pour différentes concentrations d'azote et différentes températures.

## **CHAPITRE 3**

### **CALCUL DU GAIN OPTIQUE**

#### 3.1 Introduction

Aujourd'hui, l'un des objectifs majeurs de la recherche fondamentale sur les nitrures d'éléments III-V est d'identifier les paramètres clés qui gouvernent l'émission de lumière dans les nanostructures utilisées comme couche active dans les puits quantiques.

Dans un puits quantique, les électrons et les trous se collectent dans la zone active et des recombinaisons ont lieu. On obtient des niveaux électroniques discrets, ce qui conduit à des courbes de gain, dont la largeur spectrale est plus étroite que dans le matériau massif.

#### 3.2 Généralités sur les lasers à semi-conducteurs

Les confinements électrique et optique restent les deux voies d'approfondissement poursuivies pour continuer à faire progresser les structures laser. De la qualité de ces deux confinements dépendent en particulier le gain qui est le facteur le plus important pour qualifier une diode laser.

La maîtrise de l'épitaxie de couches minces a permis la réalisation de diode lasers à puits quantique. La quantification du mouvement des porteurs dans la direction de croissance induit une augmentation du gain, un rétrécissement de la bande du gain et une réduction du courant de seuil [29].

L'émission stimulée est responsable de l'amplification de la lumière dans le laser. Elle se produit dans le milieu actif quand il y a inversion de population dans celui-ci. Un photon se propageant dans le milieu actif peut provoquer une transition électronique du niveau excité vers le niveau fondamental qui s'accompagne de l'émission d'un photon identique au photon incident.

La figure 3.1 représente un milieu actif qui est délimité par des faces clivées (semi réfléchissantes) et qui joue le rôle de résonateur optique. Les photons étant réfléchis par les faces clivées peuvent alors traverser plusieurs fois le milieu actif et provoquer l'émission stimulée d'un plus grand nombre de photons. Lorsque ce processus d'amplification se produit dans le laser, on dit qu'il y a oscillations. On commence à avoir une meilleure directivité et le nombre de modes longitudinaux émettant est plus réduit qu'en régime spontané, lorsque le courant est tel que le mode le plus amplifié remplit la condition d'oscillation, le système fonctionne alors en mode laser. Il y a un équilibre naturel qui s'établit de telle sorte que le gain compense tout juste les pertes totales. Le mode qui peut laser correspond au gain le plus élevé, les autres modes sont toujours présents et sont même renforcés si le courant augmente encore, ce qui peut poser un problème en pratique puisque l'on cherche en général à avoir un rayonnement monochromatique (c'est à dire de largeur spectrale aussi faible que possible) [30].

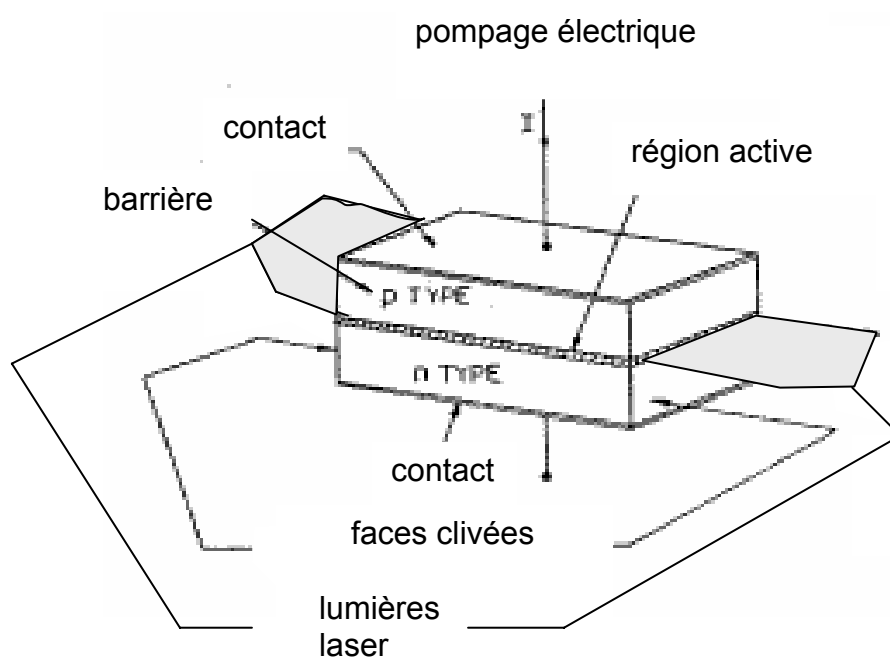


Figure 3.1 : Diagramme schématique d'une diode laser [30].

### 3.3 Les pseudo-niveaux de Fermi

Dans un semi-conducteur à l'équilibre thermique, il n'y a qu'un seul niveau de Fermi. Si un courant de pompe " $I_p$ " est ajouté, il maintient à la fois un nombre d'électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence, il crée dans chaque bande des quasi-équilibres, dont les niveaux de Fermi sont " $E_{fc}$ " et " $E_{fv}$ ". Quand les niveaux de Fermi sont suffisamment écartés et vérifient " $E_{rh} < E_{fc} - E_{fv}$ ", les photons d'énergie " $h\nu$ ", pour lesquels " $E_{rh} < h\nu < E_{fc} - E_{fv}$ " peuvent stimuler des recombinaisons  $\forall$  électrons-trous  $\forall$ . Il en résulte l'amplification du rayonnement incident.

La relation :

$$\frac{E_{rh}}{h} < \nu < \frac{(E_{fc} - E_{fv})}{h} \quad (3.1)$$

est connue sous le nom de la condition de "Bernard et Duraffourg" (condition permettant l'obtention de l'émission stimulée).

Où :

$\nu$  représente la fréquence de l'onde électromagnétique,  $E_{rh}$  est l'énergie de recombinaison "électrons-trous" et " $E_{fc}$ " et " $E_{fv}$ " sont les pseudos-niveaux de Fermi et sont déterminés à partir des densités  $N$  (électrons) et  $P$  (trous) (thermodynamique statique de Boltzman) données par [31, 32].

$$N = \frac{m_{ep}^* k_B T}{\pi \hbar^2 L} \sum_{n=1}^n \ln \left( 1 + e^{\frac{(E_{fc} - E_{en})}{k_B T}} \right) \quad (3.2)$$

$$P = \frac{m_{hp}^* k_B T}{\pi \hbar^2 L} \sum_{n=1}^n \ln \left( 1 + e^{\frac{(E_{fv} - E_{hn})}{k_B T}} \right) \quad (3.3)$$

$m_{ep}^*$ ,  $m_{hp}^*$  et  $E_{en}$ ,  $E_{hn}$  représentent les masses effectives et les énergies quantifiées (niveau  $n$ ) des électrons et des trous dans le puits .

### 3.4 Les modes de polarisation TE (Transverse Electrique) et TM (Transverse Magnétique)

Une lumière représente une onde électromagnétique et se décompose alors suivant les polarisations TE (Transverse Electrique) et TM (Transverse Magnétique). Les champs électriques et magnétiques vibrent perpendiculairement l'un à l'autre et à la direction de propagation. Ces composantes (champ magnétique et champ électrique) sont données par [26].

$$E(X, Y, Z) = E(X, Y) e^{i(\omega t - \beta Z)} \quad (3.4)$$

$$H(X, Y, Z) = H(X, Y) e^{i(\omega t - \beta Z)} \quad (3.5)$$

$\beta$  représente la constante de propagation et  $\omega$  la pulsation de l'onde électromagnétique.

Dans le guide optique formé par la zone active et les faces clivées, deux familles de solutions peuvent vérifier les équations de Maxwell, les modes TE (Transverse Electrique) de composantes non nulles " $E_Y$ ,  $H_X$  et  $H_Z$ " et TM (Transverse Magnétique) avec " $H_Y$ ,  $E_X$  et  $E_Z$ " donnés par :

Mode TE (Transverse Electrique)

$$\frac{\partial^2 E_Y}{\partial X^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2) E_Y = 0 \quad (3.6)$$

$$H_X = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_Y \quad (3.7)$$

$$H_Z = -\frac{1}{j\omega \mu_0} \frac{\partial E_Y}{\partial X} \quad (3.8)$$

Mode TM (Transverse Magnétique) :

$$\frac{\partial^2 H_Y}{\partial X^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2) H_Y = 0 \quad (3.9)$$

$$E_X = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 n_{ref}^2} H_Y \quad (3.10)$$

$$E_Z = \frac{1}{j\omega \varepsilon_0 n_{ref}^2} \frac{\partial H_Y}{\partial X} \quad (3.11)$$

$\varepsilon_0$  et  $\varepsilon$  représentent les constantes diélectriques du vide et du milieu,  $\mu_0$  est la perméabilité du vide et  $n_{ref}$  est l'indice de réfraction du puits.

### 3.5 Modèle de calcul du gain optique

Le milieu est amplificateur si le nombre de photons induits augmente au cours de la l'oscillation du faisceau lumineux. Le taux de variation du nombre total de photons générés par pompage électrique dans une sous bande  $n$  est donné alors par [30].

$$\frac{dn_{ph}}{dt} = R_{stn} - R_{an} \quad (3.12)$$

$$\text{Où : } R_{stn} = B_{tr} n_{ph} f_{cn} (1 - f_{vn}) \rho_r \quad (3.13)$$

$$R_{an} = B_{tr} n_{ph} f_{vn} (1 - f_{cn}) \rho_r \quad (3.14)$$

$R_{an}$ ,  $R_{stn}$  sont les taux d'absorption et d'émission stimulé,  $n_{ph}$  représente le nombre de photons induits et  $\rho_r$  la densité d'état réduite.

$$\text{Avec : } B_{tr} = \frac{\pi e^2 \hbar}{m_0^2 \epsilon_0 n_{ref}^2 \hbar \omega} M_{pp}^2 \quad (3.15)$$

$B_{tr}$  est la probabilité de transition [29] et s'exprime en fonction de " $M_{pp}$ " qui représente l'élément de matrice du moment dipolaire, formé par un électron de la sous bande de conduction et un trou de la sous bande de valence. Il représente l'interaction entre les deux états final et initial de la transition décrite par la fonction d'onde [33].

$$\text{Et : } f_{cn} = \left( 1 + \exp\left(\frac{E_{enk} - E_{fc}}{k_B T}\right) \right)^{-1} \quad (3.16)$$

$$f_{vn} = \left( 1 + \exp\left(\frac{E_{hnk} - E_{fv}}{k_B T}\right) \right)^{-1} \quad (3.17)$$

$$\rho_r = \frac{m_{rp}^*}{\pi \hbar^2 L} \quad (3.18)$$

$E_{enk}$  et  $E_{hnk}$  representent les energies quantifiées des électrons et des trous en fonction du vecteur d'onde  $k$ ,  $f_{cn}$  et  $f_{cp}$  sont les probabilités d'occupation de la bande de conduction et de la bande de valence [32] et les pseudo-niveaux de Fermi  $E_{fc}$  et  $E_{fv}$  sont calculés à partir de (3.2) et (3.3).

Avec: 
$$m_{rp}^* = \frac{m_{ep}^* m_{hp}^*}{m_{ep}^* + m_{hp}^*} \quad (3.19)$$

$$E_{enk} = E_{en} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{ep}^*} = E_{en} + \frac{m_{rp}^*}{m_{ep}^*} (\hbar\omega - E_{rhn}) \quad (3.20)$$

$$E_{hnk} = -E_{hn} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hp}^*} = -E_{hn} - \frac{m_{rp}^*}{m_{hp}^*} (\hbar\omega - E_{rhn}) \quad (3.21)$$

Où :

$m_{rp}^*$  est la masse réduite (électrons-trous)[33].

D'après la relation (3.12), (3.13) et (3.14) on obtient (3.22) :

$$\frac{dn_{ph}}{dt} = B_{tr} n_{ph} (f_{cn} - f_{vn}) \rho_r \quad (3.22)$$

Le paquet de photons générés se propage dans le matériau (puits) suivant l'axe Z avec une vitesse de phase " $v=c/n_{ref}$ ", le taux de décroissance spatiale des photons est donné par [30].

$$\frac{dn_{ph}}{dZ} = \frac{1}{v} \frac{dn_{ph}}{dt} = \frac{1}{v} B_{tr} n_{ph} (f_{cn} - f_{vn}) \rho_r \quad (3.23)$$

Avec :  $dZ=v dt$



Le gain optique intrinsèque produit par les transitions d'une sous bande  $i$  est donné alors par :

$$g(h\nu) = \frac{1}{n_{ph}} \frac{dn_{ph}}{dZ} = \frac{1}{V} B_{tr} (f_{cn} - f_{vn}) \rho_r \quad (3.24)$$

Dans un puits quantique, il y a des niveaux quantifiés à partir desquels se produisent les transitions. Dans ce cas, le gain total est obtenu en sommant tous les gains produits par les transitions de chaque sous bande  $i$  (On suppose que toutes les sous bandes sont paraboliques).

$$G(h\nu) = \sum_{i=1}^n g_i(h\nu) \quad (3.25)$$

$$G(h\nu) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{V} B_{tr} (f_{ci} - f_{vi}) \rho_r = \sum_{i=1}^n \frac{n_{ref}}{c} B_{tr} (f_{ci} - f_{vi}) \rho_r \quad (3.26)$$

Les porteurs sont injectés avec une certaine énergie cinétique et cette énergie est dissipée par collisions électrons-électrons ou électrons-phonons (interaction avec le réseau cristallin) jusqu'à thermalisation (c'est à dire, la vitesse des électrons atteint celle qu'elle serait à équilibre thermique) où cette thermalisation s'effectue en un temps (temps de relaxation intrabande :  $\tau_{in}$ ) extrêmement court de l'ordre du dixième de picoseconde. Ces temps sont beaucoup plus courts que les temps de vie radiative habituellement rencontrés dans les Semi-conducteurs (temps de vie radiative : temps moyen mis par les paires électrons-trous pour se recombiner par émission spontanée de photon) [30]. L'expression du gain optique (3.26) sera alors convoluée avec une fonction  $L(\hbar\omega)$  donnée par [34, 35, 36].

$$L(\hbar\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\hbar}{\tau_{in}}}{(E_{ch} - \hbar\omega)^2 + \left(\frac{\hbar}{\tau_{in}}\right)^2} \quad (3.27)$$

Où :

$E_{ch}$  représente l'écart entre les énergies  $E_{ek}$  et  $E_{hk}$ .

Le gain optique intrinsèque produit par toutes les transitions est alors donné par :

$$G(h\nu) = \sum_{i=1}^n \int_{E_{rhn}}^{\infty} \frac{n_{ref}}{c} B_{tr}(f_{ci} - f_{vi}) \rho_r L(\hbar\omega) dE_{chn} \quad (3.28)$$

$$G(\omega) = \frac{m_{rp}^*}{\pi \hbar^2 L} \sum_{i=1}^n \int_{E_{rhn}}^{\infty} \frac{\omega}{c \varepsilon_0 n_{ref}} \frac{e^2 \hbar^2}{m_0^2 (\hbar\omega)^2} M_{PP}^2(f_{ci} - f_{vi}) \frac{\frac{\hbar}{\tau_{in}}}{(E_{chn} - \hbar\omega)^2 + (\frac{\hbar}{\tau_{in}})^2} dE_{chn} \quad (3.29)$$

Posons :

$$R_{c\nu n}^2 = \frac{e^2 \hbar^2}{m_0^2 (\hbar\omega)^2} M_{PP}^2 \quad (3.30)$$

En remplaçant (3.30) dans (3.29), on obtient la relation (3.31) qui représente le modèle de "ASADA et AL" [32].

Pour le mode transverse électrique TE on obtient :

$$G_{TE}(\omega) = \frac{\omega}{c \varepsilon_0 n_{ref}} \frac{m_{rhp}^*}{\pi \hbar^2 L} \sum_{i=1}^n \int_{E_{rhhn}}^{\infty} R_{c\nu nTE}^2(f_{ci} - f_{vi}) \frac{\frac{\hbar}{\tau_{in}}}{(E_{chn} - \hbar\omega)^2 + (\frac{\hbar}{\tau_{in}})^2} dE_{chn} \quad (3.31)$$

Avec :

$$R_{c\nu nTE}^2(\omega) = \frac{3}{4} \frac{e^2 \hbar^2 E_{ghh}^c (E_{ghh}^c + \Delta_{0p})}{2(E_{chn})^2 (E_{ghh}^c + \frac{2}{3} \Delta_{0p}) m_{ep}^*} \left( 1 + \frac{E_{en}}{E_{en} + \frac{m_{rhp}^*}{m_{ep}^*} (\hbar\omega - E_{rhhn}) + E_{ghh}^c} \right) \quad (3.32)$$

$E_{chn}$  est l'écart entre les énergies  $E_{enk}$  et  $E_{hnhk}$ ,  $m_{rhp}^*$  et  $E_{rhhn}$  représentent la masse effective réduite et l'énergie de transition des électrons-trous lourds niveau n.

En ce qui concerne ce mode, les recombinaisons "électrons-trous lourds" et "électrons-trous légers" sont autorisées mais la recombinaison avec les trous lourds est trois fois plus intense que celle avec les trous légers [1], alors les recombinaisons "électrons-trous légers" seront négligeables.

Nous avons représenté sur la figure 3.2 les sous bandes des niveaux quantifiés " $E_1, E_2$ " (des électrons) et " $E_{hh1}, E_{hh2}$ " (des trous lourds) obtenues à partir de 3.20 et 3.21 et les recombinaisons qui ont lieu pour le mode TE du puits quantique  $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{N}_{0.025}\text{As}_{0.975}/\text{GaAs}$ .

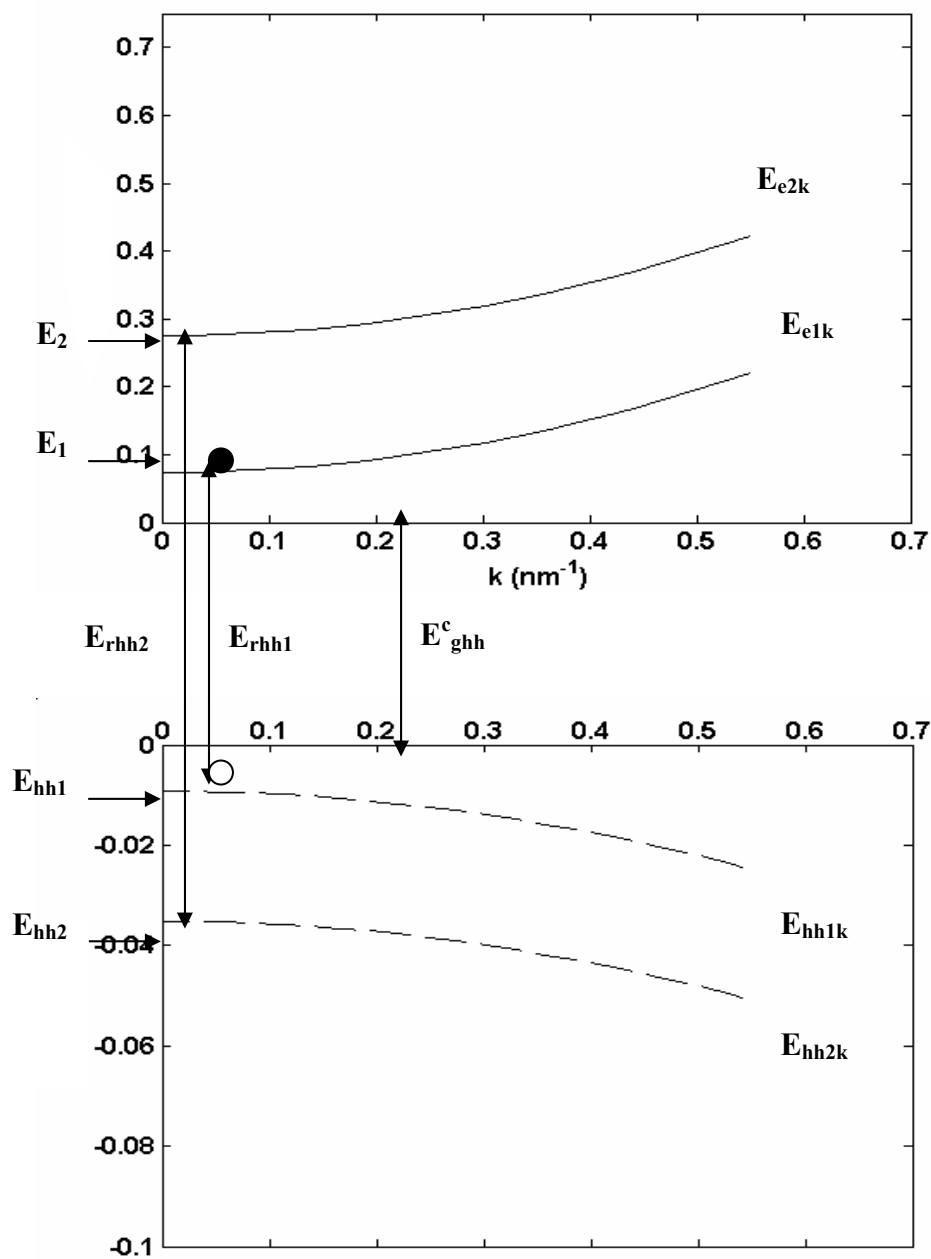


Figure 3.2 : Courbe de dispersion des bandes de conduction et de valence du puits quantique  $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{N}_{0.025}\text{As}_{0.975}/\text{GaAs}$  ( $L=20\text{\AA}$ )

Pour le mode TM, seule la recombinaison avec les trous légers est autorisée [1], le gain  $G_{TM}$  est obtenu, en remplaçant dans " $G_{TE}$ ", la matrice " $R_{c_{vn}^2_{TE}}$ " par " $R_{c_{vn}^2_{TM}}$ " et toutes les transitions "électrons- trous lourds" par "électrons-trous légers".

$$R_{c_{vn}^2_{TM}}(\omega) = \frac{3}{4} \frac{e^2 \hbar^2 E_{glh}^c (E_{glh}^c + \Delta_{0p})}{2(E_{clhn})^2 (E_{glh}^c + \frac{2}{3} \Delta_{0p}) m_{ep}^*} \left( 1 - \frac{E_{en}}{E_{en} + \frac{m_{rlp}^*}{m_{ep}^*} (\hbar\omega - E_{rlhn}) + E_{glh}^c} \right) \quad (3.33)$$

$E_{clhn}$  est l'écart entre les énergies  $E_{enk}$  et  $E_{lhnk}$ ,  $m_{rlp}^*$  et  $E_{rlhn}$  représentent la masse effective réduite et l'énergie de transition des électrons-trous légers (niveau n).

Nous avons représenté sur la figure (3.3) l'organigramme de calcul du gain optique TE et TM en fonction de la longueur d'onde.

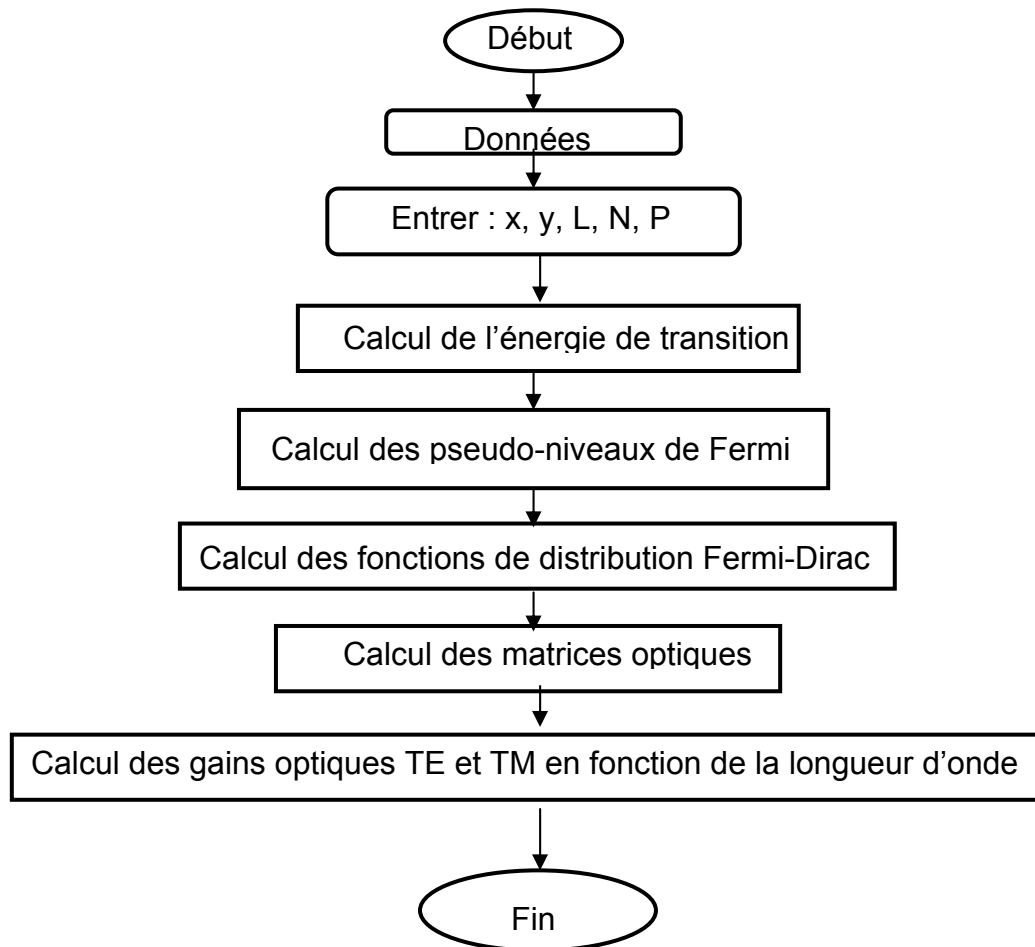


Figure 3.3 : Organigramme de calcul des gains optiques TE et TM en fonction de la longueur d'onde.

### 3.6 Evolution du gain optique en fonction des paramètres

Pour le calcul du gain optique, on prendra deux niveaux quantifiés .

#### 3.6.1 Influence de l'injection (gain TE et TM)

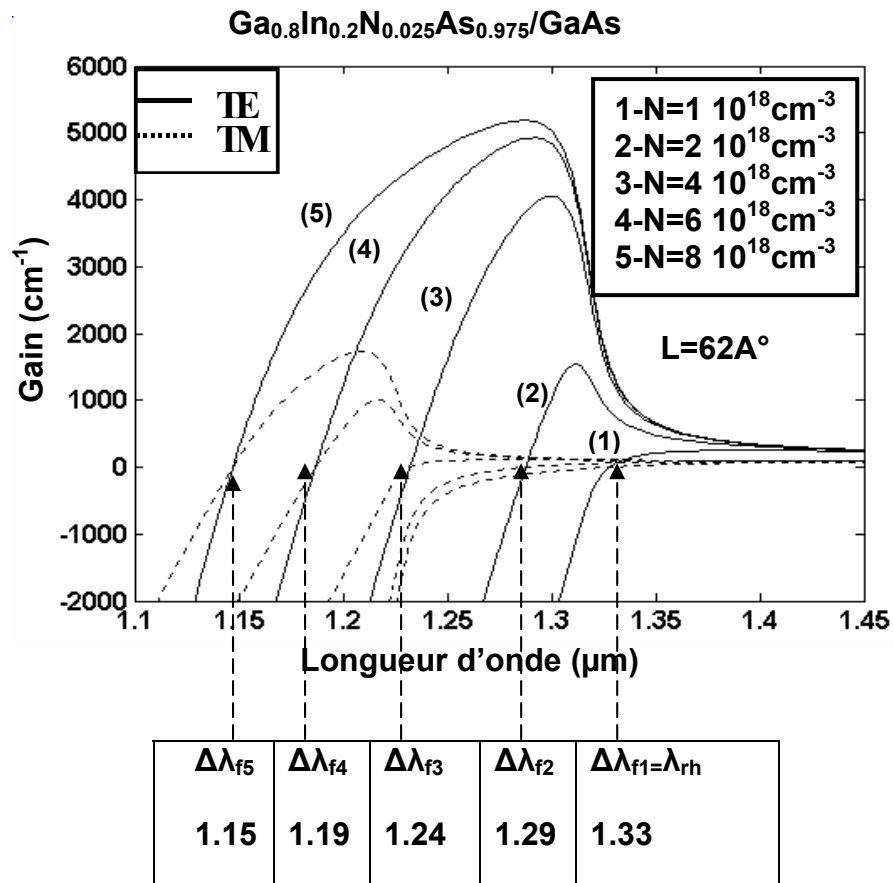


Figure 3.4 : Spectres du gain optique TE et TM à T=300°K pour une structure x=0.8, y=0.025, L=62A° (avec éclatement) .

Nous avons simulé sur la figure 3.4 la variation du gain optique TE et TM, en fonction de la longueur d'onde pour la structure (x=0.8, y=0.025, L=62A°, avec éclatement) émettant autour de la longueur d'onde de 1.3μm. Le spectre est dissymétrique avec un élargissement du coté des petites longueurs d'ondes et le gain augmente avec l'injection. Le gain s'annule pour les longueurs d'ondes supérieures à celle qui correspond à la nouvelle bande interdite  $\lambda_{rh}$  (mode TE) et s'annule de nouveau pour la différence des longueurs d'ondes des pseudo-niveaux de Fermi " $\Delta\lambda_f$ ". Ceci traduit la condition de "Bernard et Durafourd". Le gain du mode

TM est plus faible que celui de TE, ceci est dû à l'élément de matrice du moment dipolaire et aux énergies de transitions "électrons-trous légers" qui sont très faibles.

### 3.6.2 Influence de la largeur du puits

Nous avons représenté sur la figure 3.5 la variation du gain optique TE en fonction de la longueur d'onde pour différentes largeurs du puits pour la structure  $x=0.8$  et  $y=0.02$ . Quand la largeur du puits augmente, le gain diminue, le spectre s'élargit et se déplace vers les grandes longueurs d'ondes. La structure émet autour de  $1.3\mu\text{m}$  pour une largeur de puits égale à  $105\text{\AA}$ .

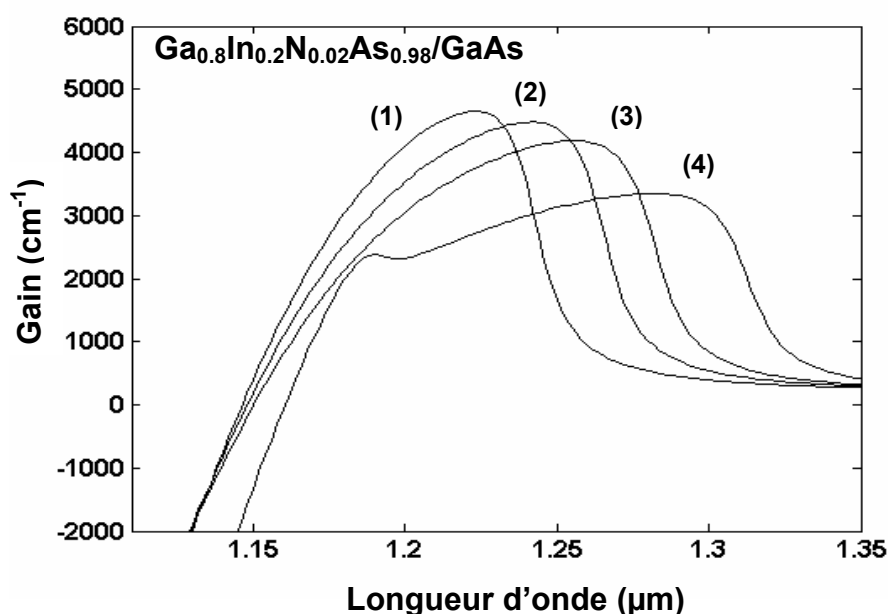


Figure 3.5 : Spectre du gain optique TE pour  $x=0.8$ ,  $y=0.02$ ,  $T=300\text{K}$  et  $N=5 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$  pour différentes largeurs du puits, (1)  $L=60\text{\AA}$ , (2)  $L=70\text{\AA}$ , (3)  $L=80\text{\AA}$ , (4)  $L=105\text{\AA}$ .

### 3.6.3 Influence de la contrainte

Nous avons simulé sur la figure 3.6 les variations du gain optique TE en fonction de la longueur d'onde pour  $x=0.8$  (compression),  $x=0.939$  (accord de maille), et  $x=0.98$  (tension), dans le cas  $y=0.022$  et  $L=82\text{\AA}$  pour différentes injections. Dans le cas de la compression (a), la structure émet à la longueur d'onde de  $1.3\mu\text{m}$ . Pour l'accord de maille (b) et tension (c) la bande interdite est plus grande, l'énergie de transition augmente, le spectre se déplace vers les courtes longueurs d'ondes.

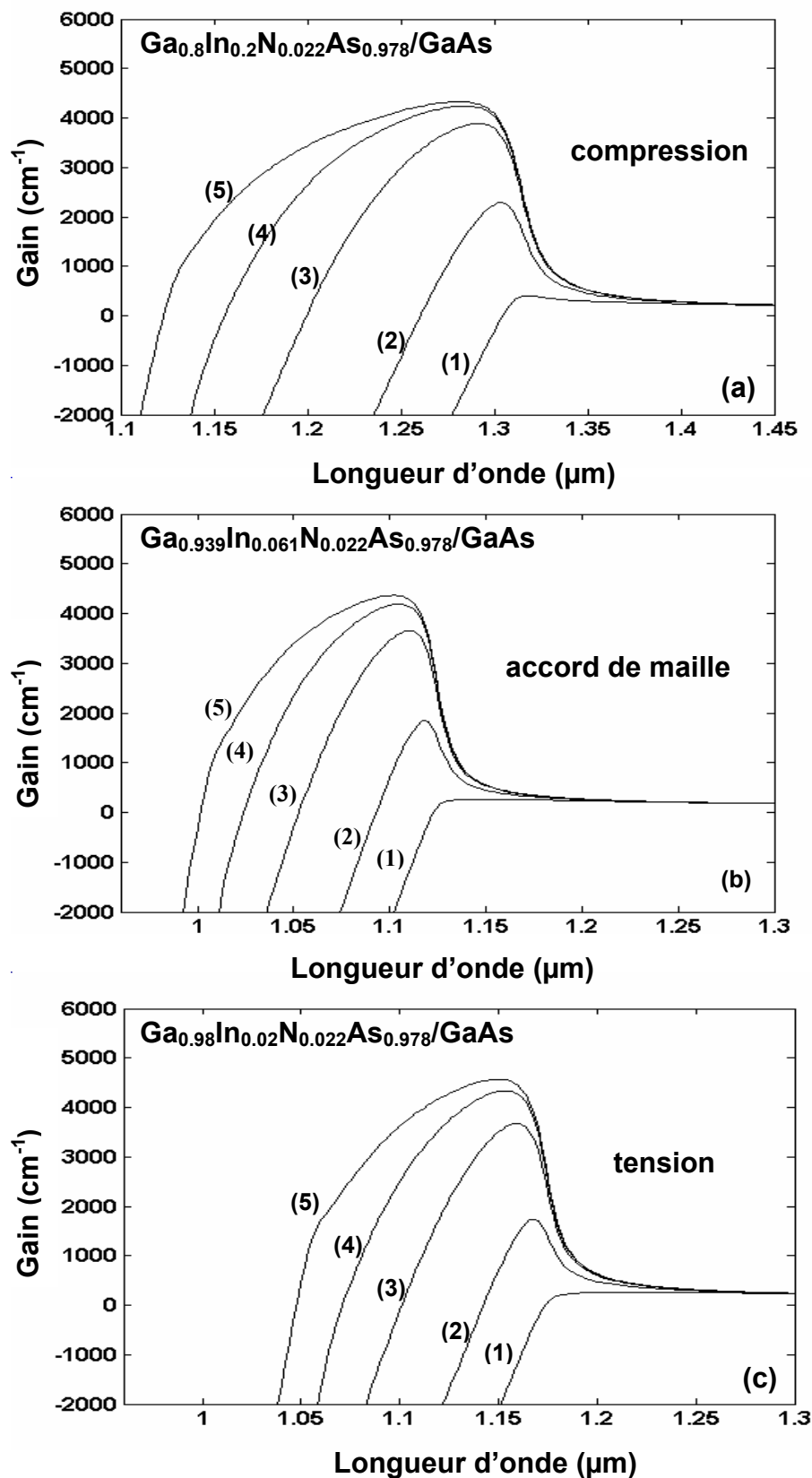


Figure 3.6 : Spectres du gain optique TE en fonction de l'injection pour  $x=0.8$  (compression),  $x=0.939$  (accord de maille) et  $x=0.98$  (tension), pour  $y=0.022$  et  $L=82\text{\AA}$  pour différentes injections, (1)  $N=1 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ , (2)  $N=2 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ , (3)  $N=4 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ , (4)  $N=6 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$  et (5)  $N=8 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ .

### 3.6.4 Influence de la température

Nous avons représenté sur la figure 3.7 la variation du gain optique TE en fonction de la longueur d'onde pour deux températures différentes pour la structure  $x=0.8$  et  $y=0.025$  avec une injection  $N=5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . On a pu obtenir l'émission autour de  $1.3 \mu\text{m}$  à  $T=400\text{K}$  pour une largeur de puits  $L=46\text{\AA}$ . Quand la température augmente, le gain diminue, (ceci est dû au terme  $k_B T$  de  $f_c - f_v$ ) et le spectre du gain se déplace vers les grandes longueurs d'ondes car avec l'augmentation de la température (voir figure 1.24) le gap diminue, l'énergie de transition diminue et la longueur d'onde augmente.

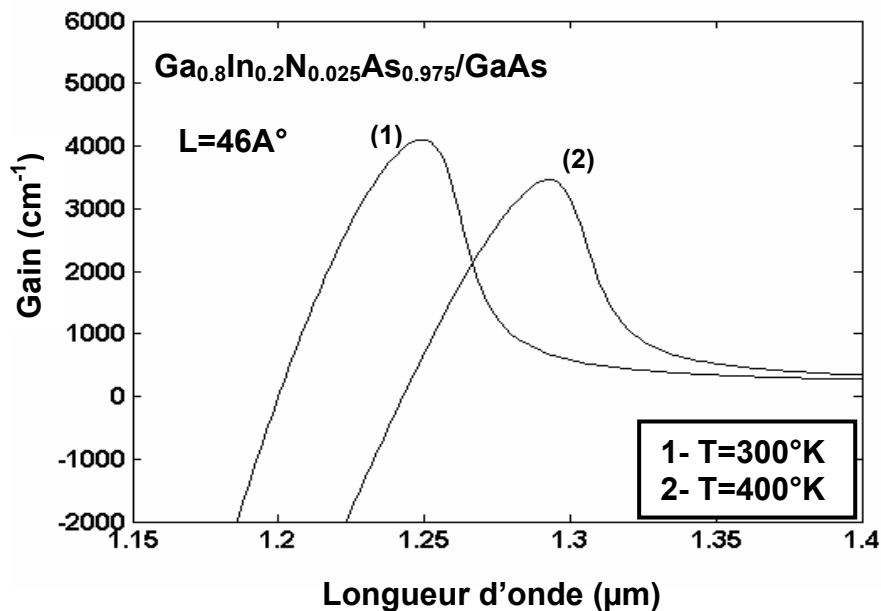


Figure 3.7 : Spectre du gain optique TE pour la structure  $x=0.8$ ,  $y=0.025$ ,  $L=46\text{\AA}$ ,  $N=5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  pour deux températures différentes (1)  $T=300\text{K}$ , (2)  $T=400\text{K}$ .

### 3.6.5 Influence de l'injection et de la largeur du puits

Nous avons représenté sur la figure 3.8 la variation du gain optique TE en fonction de la longueur d'onde pour différentes injections, pour deux structures (avec éclatement), structure (a) ( $x=0.8$ ,  $y=0.025$ ,  $L=62\text{\AA}$ ) et structure (b) ( $x=0.8$ ,  $y=0.02$ ,  $L=100\text{\AA}$ ) émettant autour de  $1.3 \mu\text{m}$ . Dans le cas (b) ( $L=100\text{\AA}$ ), la bande est plus large que le cas (a) ( $L=62\text{\AA}$ ), car la séparation entre les niveaux d'énergie des "trous lourds" de la structure (a) est plus grande que celui de la



structure (b). La probabilité pour les porteurs à occuper les niveaux d'énergie supérieurs de la structure (a) est faible. La contribution des porteurs au gain optique pour la structure (a) est due essentiellement à la transition entre  $e_1$  et  $hh_1$ . Avec l'augmentation de la densité, les porteurs occupent de plus en plus les niveaux hauts de la structure (b), ceci est dû à la séparation entre  $hh_1$  et  $hh_2$  alors la transition  $e_2$ - $hh_2$  devient importante pour la contribution au gain optique quand  $N > 6 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ .

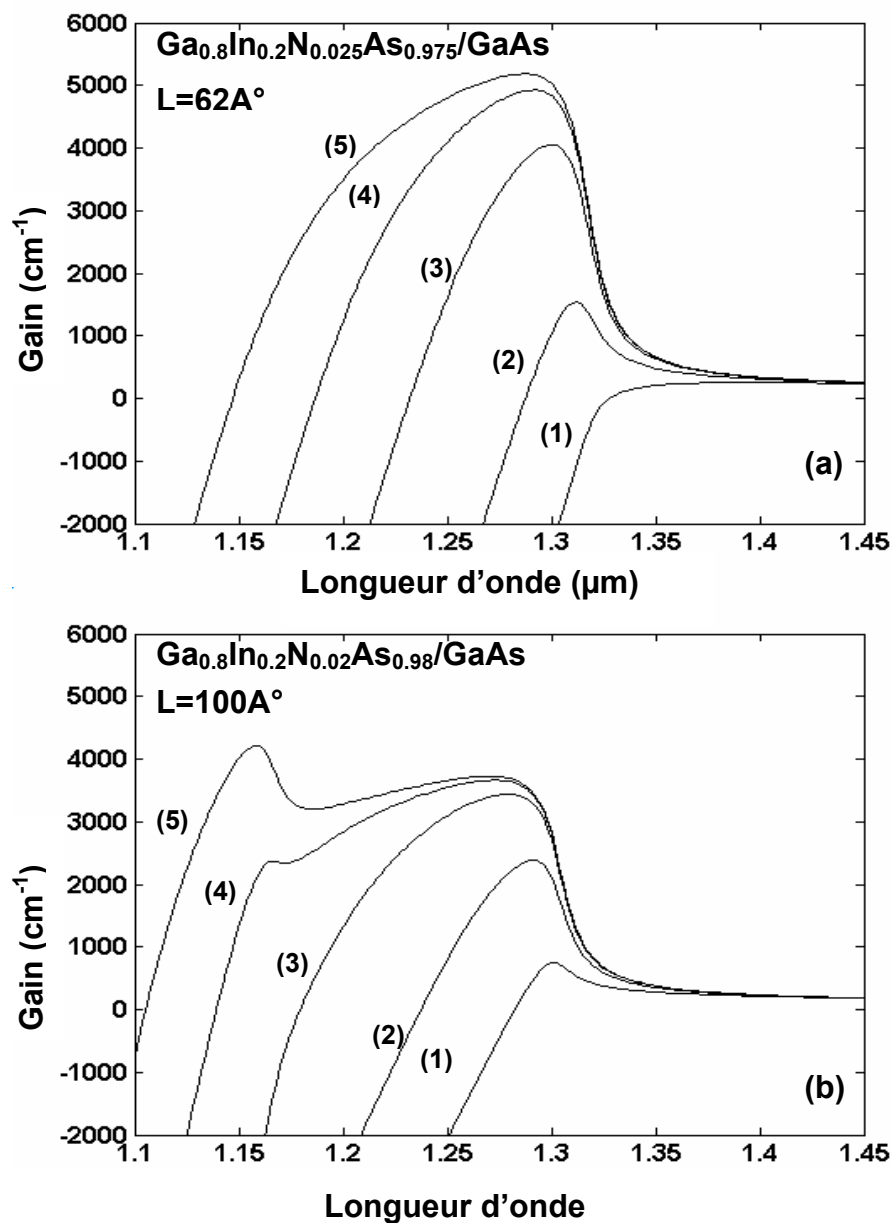


Figure 3.8 : Spectres du gain optique TE à  $T=300^\circ\text{K}$  pour (a)  $x=0.8$ ,  $y=0.025$ ,  $L=62\text{\AA}$  et (b)  $x=0.8$ ,  $y=0.02$ ,  $L=100\text{\AA}$  pour différentes injections, (1)  $N=1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , (2)  $N=2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , (3)  $N=4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , (4)  $N=6 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  et (5)  $N=8 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ .

### 3.6.6 Influence de la concentration d'azote

Nous avons simulé sur la figure 3.9 la variation du gain optique TE en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentrations d'azote et une largeur du puits de  $62\text{\AA}$ . La structure  $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$  émet à la longueur d'onde de  $1.3\ \mu\text{m}$ . Quand la concentration d'azote augmente, il y a déplacement du spectre vers les longueurs d'onde supérieures, ceci est dû à la diminution de la bande interdite (voir figure 1.23) et donc de l'énergie de transition.

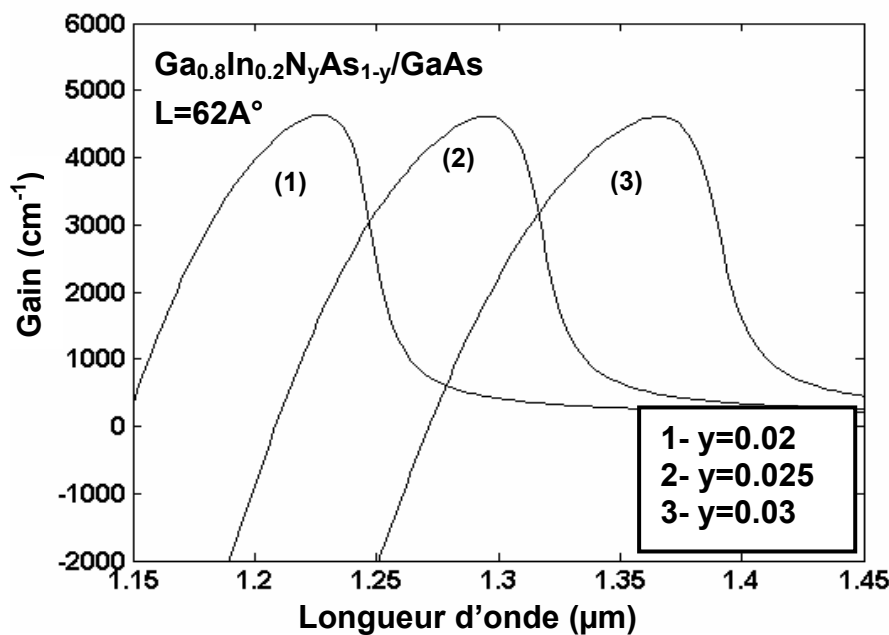


Figure 3.9 : Spectre du gain optique TE pour  $x=0.8$ ,  $N=5 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ,  $T=300\text{K}$  et  $L=62\text{\AA}$  pour différentes concentrations d'azote, (1)  $y=0.02$ , (2)  $y=0.025$ , (3)  $y=0.03$ .

### 3.7 Calcul du gain maximum

Nous avons représenté sur la figure 3.10 l'évolution du gain optique maximal TE (maximum des courbes spectrales du gain de la figures 3.6) en fonction de l'injection pour  $x=0.8$  (compression),  $x=0.939$  (accord de maille) et  $x=0.98$  (tension) pour  $y=0.022$  et  $L=82\text{\AA}$ . Le gain maximal augmente avec l'injection et on a la même valeur du gain pour les trois structures pour  $N=4.5 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ . La densité de transparence des porteurs pour la compression (structure a) est de  $1.5 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ , celle de la tension (structure c) est de  $1.6 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ , tandis que celle de l'accord de maille (structure b) est de  $1.7 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ .

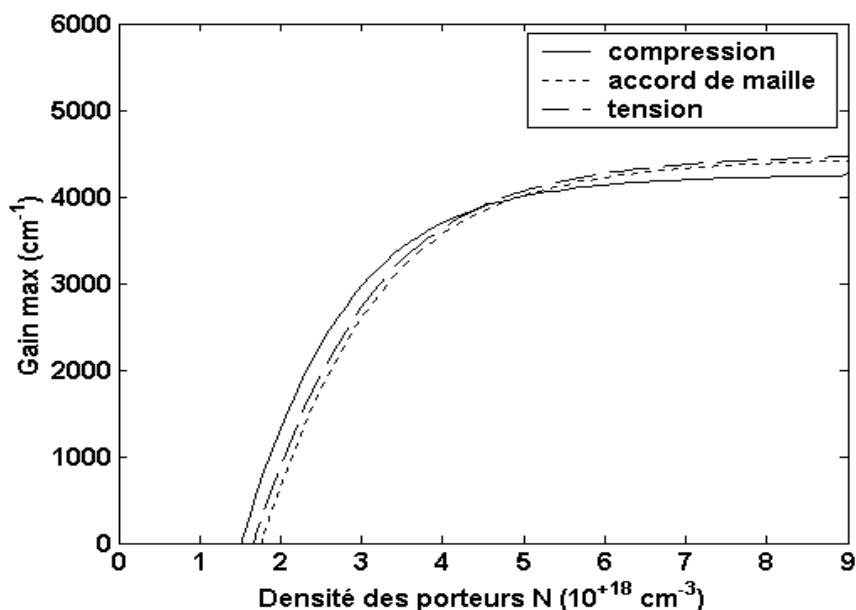


Figure 3.10 : Spectre du gain max TE en fonction de l'injection pour  $x=0.8$  (compression),  $x=0.939$  (accord de maille) et  $x=0.98$  (tension), pour  $y=0.022$  et  $L=82\text{\AA}$

### 3.8 Conclusion

L'émission autour de la longueur d'onde de  $1.3\ \mu\text{m}$  a été obtenue pour les puits quantiques (contrainte compressive) " $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{N}_{0.025}\text{As}_{0.975}/\text{GaAs}$ ,  $L=62\text{\AA}$ ", " $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{N}_{0.022}\text{As}_{0.978}/\text{GaAs}$ ,  $L=82\text{\AA}$ " et " $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}/\text{GaAs}$ ,  $L=105\text{\AA}$ " tous avec éclatement. La dernière structure montre l'apparition d'une deuxième transition ( $e_2\text{-}hh_2$ ) à partir de  $N > 6 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ . Ceci s'explique que les porteurs occupent des niveaux plus hauts quand l'injection augmente, d'autant plus que l'écart entre les niveaux diminue avec l'augmentation de la largeur du puits.

## CONCLUSION

L'objectif de ce travail, était de calculer le gain optique du puits quantique contraint  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ , à faible teneur en azote, en vue de son utilisation dans la réalisation des diodes lasers. Pour cela, il convenait de préciser le rôle que joue l'azote sur les caractéristiques d'émission de ces alliages.

L'énergie de bande interdite de l'alliage  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ , de même que l'énergie d'émission diminue lorsque le pourcentage d'azote incorporé augmente ( $y > 0.011$ ), ceci est dû à l'éclatement de la bande de conduction et qui a été vérifié par l'expérience de photoréflexivité .

L'incorporation d'azote a permis d'atteindre l'émission autour de  $1.3 \mu\text{m}$  à température ambiante, en utilisant les puits quantiques " $(\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{N}_{0.025}\text{As}_{0.975}/\text{GaAs}, L=62\text{Å})$  ,  $(\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{N}_{0.022}\text{As}_{0.978}/\text{GaAs}, L=82\text{Å})$  et " $(\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.975}/\text{GaAs}, L=105\text{Å})$ " tous avec éclatement de la bande de conduction.

Nous avons vérifié que lorsque la température augmente, la bande interdite diminue et lorsque la largeur du puits augmente, l'énergie de transition diminue, à cause de la diminution des énergies de quantification.

Nous avons calculé le gain du mode TM et nous avons trouvé qu'il est plus faible que celui du mode TE à cause de l'élément de matrice du moment dipolaire.

Nous avons remarqué que si la largeur du puits est grande et à partir d'une certaine injection ( $N > 6 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ), la deuxième transition (niveau deux) contribue au gain optique. Ceci est dû au fait que les porteurs (avec l'augmentation de la

densité) occupent de plus en plus les niveaux hauts puisque l'écart entre les niveaux quantifiés diminue.

L'ensemble de nos résultats, nous ont permis une meilleure compréhension des propriétés particulières des structures nitrurées.

Ce travail est une contribution sur les structures nitrurées, on espère qu'il servira de base pour les futurs travaux qui porteront particulièrement sur le calcul de la densité de courant de seuil et la puissance optique.

## APPENDICE A1

## LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

$\lambda_F$	: Longueur d'onde "de De broglie".
$E_F$	: Energie de Fermi.
$k_B$	: Constante de Boltzman.
$T$	: Température en Kelvin.
$\tau_{in}$	: Taux de relaxation intra-bande
$h$	: Constante de planck.
$m_{ep}^*$	: Masse effective des électrons dans le puits.
$m_{hp}^*$	: Masse effective des trous dans le puits.
$m_{hhp}^*$	: Masse effective des trous lourds dans le puits.
$m_{lhp}^*$	: Masse effective des trous légers dans le puits
$x,y$	: Compositions de Gallium (Ga) et d'azote (N)..
$E_-$	: Première bande de conduction.
$E_+$	: Deuxième bande de conduction.
$V_{MN}$	: Potentiel de couplage entre $E_N$ et $Ga_xIn_{1-x}As$
$a(1,0)$	: Paramètre de maille de GaAs.
$a$	: Paramètre de maille de $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$ .
$\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}$	: Déformations biaxiales.
$\varepsilon_{zz}$	: Déformation uniaxiale.
$C_{12}, C_{11}$	: Constantes élastiques.
$L$	: Largeur du puits.
$L_c$	: Epaisseur critique
$E_{g-}$	: Première bande interdite.
$E_{g+}$	: Deuxième bande interdite.
$E_N$	: Niveau de l'azote.
$\alpha, \beta$	: Coefficients de Varshni.
$\Delta V_c$	: Décalage de bande de conduction.
$\Delta V_{hh}$	: Décalage de bande de valence des trous lourds.
$\Delta V_{lh}$	: Décalage de bande de valence des trous légers
$E_{vavb}$	: Référence du niveau d'énergie de la barrière.
$E_{vavp}$	: Référence du niveau d'énergie du puits.
$\Delta_{0b}$	: Energie de couplage spin-orbite de la barrière (GaAs).
$\Delta_{0p}$	: Energie de couplage spin-orbite du puits ( $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$ )
$b$	: Potentiel de déformation de cisaillement.
$a_v$	: Potentiel de déformation hydrostatique de la bande de valence.
$a_c$	: Potentiel de déformation hydrostatique de la bande de conduction
$E_g^{nc}$	: Gap non contraint ( $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$ ).
$E_{ghh}^c$	: Gap contraint "électrons-trous lourds" ( $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$ ).
$E_{glh}^c$	: Gap contraint "électrons-trous légers" ( $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}$ ).
$E_{g0}$	: Gap de la barrière ( GaAs).
$E_{en}$	: Energie quantifiée des électrons ( niveau n).

$E_{nhn}$	: Energie quantifiée des trous lourds ( niveau n).
$E_{lhn}$	: Energie quantifiée des trous légers ( niveau n).
$E_{enk}$	: Energie des électrons en fonction du vecteur d'onde k.
$E_{hnk}$	: Energie des trous en fonction du vecteur d'onde k.
$E_{rhhn}$	: Energie de transition "électrons-trous lourds" ( niveau n).
$E_{rlhn}$	: Energie de transition "électrons-trous légers" ( niveau n).
$m_{rp}$	: Masse réduite (électrons-trous) du puits.
$m_{rhp}$	: Masse réduite (électrons-trous lourds) du puits.
$E_{fc}$	: Pseudo-niveau de Fermi dans la bande de conduction.
$E_{fv}$	: Pseudo-niveau de Fermi dans la bande de valence.
$R_{c\nu nTE}$	: Elément de matrice dipolaire du mode TE.
$R_{c\nu nTM}$	: Elément de matrice dipolaire du mode TM.
$\nu$	: fréquence de l'onde électromagnétique
$\omega$	: $\omega$ la pulsation de l'onde électromagnétique.
$f_{cn}$	: Fonction de distribution Fermi-Dirac de la bande de conduction.
$f_{cp}$	: Fonction de distribution Fermi-Dirac de la bande de valence.
$E_x, E_y, E_z$	: Champs électriques.
$H_x, H_y, H_z$	: Champs magnétiques.
$e$	: Charge de l'électron.
$c$	: Vitesse de la lumière.
$m_0$	: Masse de l'électron libre.
$t$	: Temps.
$\epsilon$	: Constante diélectrique du milieu.
$\epsilon_r$	: Constante diélectrique relative.
$\epsilon_0$	: Constante diélectrique du vide.
$\mu$	: Perméabilité.
$\mu_0$	: Perméabilité du vide.
$n_{ref}$	: Indice de réfraction .
$\Phi(x)$	: Fonction enveloppe.
$\Psi_{en,k}$	: Fonction d'onde des électrons.
$\Psi_{hhn,k}$	: Fonction d'onde des trous.
$U(y,z)$	: Fonction de Bloch.
$G_{TE}$	: Gain optique du mode TE.
$G_{TM}$	: Gain optique du mode TM.
$N$	: Densité des électrons.
$P$	: Densité des trous.
$n_{ph}$	: Nombre de photons
$\rho_r$	: Densité réduite
$B_{tr}$	: Probabilité de transition
$R_{an}, R_{stn}$	: Taux d'absorption, Taux d'émission stimulé

## APPENDICE A2

### NOTIONS SUR LES TELECOMMUNICATIONS PAR FIBRES OPTIQUES

Les systèmes de communication sur fibres optiques [37], comme tous les systèmes de communication, sont constitués d'un émetteur, d'un canal de transmission, et d'un récepteur. Comparativement aux autres supports de transmission existants, la fibre optique présente de nombreux avantages qui justifient son introduction dans les systèmes de transmission. Ces avantages sont, tout d'abord, une bande passante optique très grande, n'ayant aucune commune mesure avec les bandes passantes des supports électriques classiques. De plus, l'atténuation due au support de communication s'avère très faible, ce qui permet de couvrir des distances plus grandes sans nécessité d'installer des répéteurs. La fibre optique présente également des avantages de sécurité électrique et électromagnétique. Elle permet une isolation totale entre les terminaux. La fibre optique est donc insensible aux parasites électromagnétiques, et n'en créant pas elle-même. Enfin, les facilités de mise en oeuvre qu'elle présente, à la fois par sa petite taille, sa grande souplesse et son faible poids, combinés à un coût raisonnable, lui confère un avantage économique sur les autres supports de transmission. Le principe de guidage de la lumière dans une fibre optique repose sur une suite de réflexions entre deux milieux d'indices de réfraction différents : une partie centrale appelée le cœur et une gaine périphérique, d'indice sensiblement inférieur. Après injection dans le cœur de la fibre, la lumière est ainsi confinée et peut se propager sur de longues distances. La plupart des fibres sont fabriquées à partir de silice, matériau abondant et bon marché.

Il existe deux types de fibres optiques. La première est la fibre multimode (ou MMF pour *MultiMode Fiber*). Elle est généralement utilisée pour de courtes distances (réseaux locaux ne s'étendant pas sur plus de deux kilomètres). Il y a deux principaux types de fibre multimode : à saut d'indice et à gradient d'indice. La fibre à saut d'indice, la plus classique, provoque une grande dispersion des signaux la traversant, générant une déformation du signal reçu. La fibre à gradient d'indice



apporte deux améliorations à la fibre à saut d'indice (le cœur est deux à quatre fois plus petit) et il est constitué de couches successives pour permettre de mieux guider le rayon lumineux et ainsi réduire la déformation du signal. Le second type de fibre optique est la fibre monomode (ou SMF pour *Single Mode Fiber*). Son cœur extrêmement fin (entre 8 et 10  $\mu\text{m}$ ). Elle permet la sélection d'un seul mode. L'atténuation en dB/km de ce type de fibres est moins importante que dans les fibres multimodes. La transmission des données y est assurée par des diodes lasers émettant des longueurs d'onde lumineuse de 1300 à 1550 nm. Ces fibres sont utilisées pour les liaisons à longue portée dont elles peuvent soutenir les hauts débits sur des distances très grandes.

Les principales caractéristiques d'une fibre optique sont l'atténuation et la dispersion chromatique.

#### 1. L'atténuation

La puissance lumineuse à l'intérieur de la fibre s'atténue lors de sa propagation dans le milieu. Ces pertes sont dues aux fluctuations de la densité du matériau à des échelles inférieures à la longueur d'onde considérée, phénomène plus connu sous le nom de diffusion Rayleigh, et à l'absorption induite par la présence d'impuretés.

Au cours de la propagation dans la fibre, la puissance décroît selon la loi :

$$P_s = P_e e^{-\alpha z} \quad (\text{A2.1})$$

$\alpha_{\text{dB}}$  est le coefficient d'atténuation.

L'atténuation est donnée par :

$$A = \frac{1}{L} 10 \log \frac{P_e}{P_s} \quad (\text{A2.2})$$

A est exprimée en dB/Km.

L'évolution de l'atténuation en fonction de la longueur d'onde est représentée à la figure A2.1 pour une fibre standard en silice :

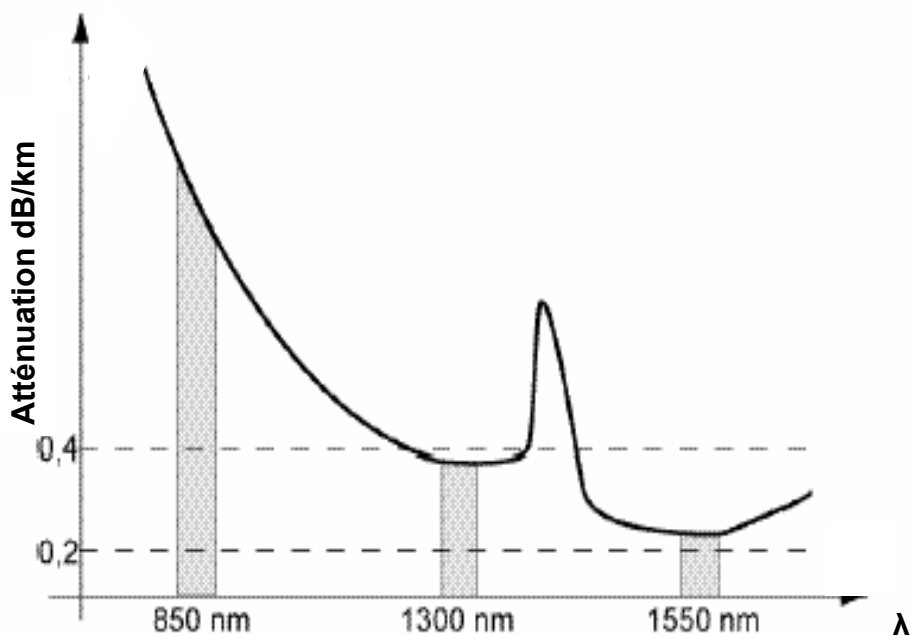
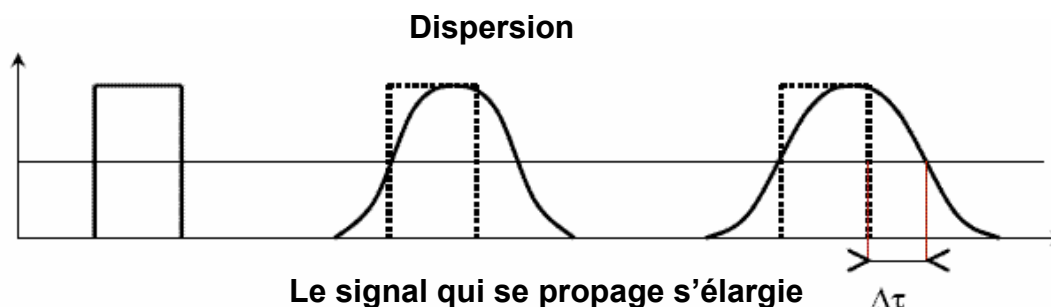


Figure A2.1 : Atténuation spectrale d'une fibre standard en silice en fonction de la longueur d'onde

Dans le but d'augmenter le produit "débit – distance", une atténuation faible de la fibre est un impératif. L'observation de la figure A2.1 nous indique les trois fenêtres de longueur d'onde utilisables (autour de 0,8, 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ ).

## 2. La dispersion chromatique

Le signal reçu est déformé par rapport au signal émis (dégradation). La dispersion chromatique se manifeste par un élargissement des impulsions au cours de la propagation.



La figure A2.2 montre la variation de la dispersion en fonction de la longueur d'onde pour une fibre standard (SMF) et une fibre à dispersion décalée (DSF)

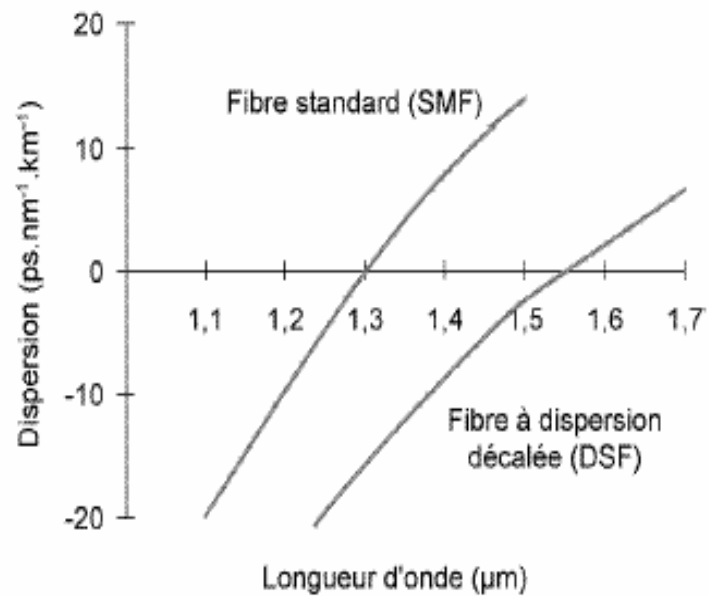


Figure A2.2 : Variation de la dispersion en fonction de la longueur d'onde pour une fibre standard (SMF) et une fibre à dispersion décalée (DSF)

Au vu de cette courbe, on remarque que pour une fibre standard, la dispersion chromatique a une faible influence dans la fenêtre autour de 1.3 μm, alors qu'elle devient un obstacle pour les transmissions rapides à 1.55 μm, où l'atténuation est la plus faible. Pour résoudre ce problème sont apparues les fibres à dispersion décalée dites DSF (pour *Dispersion Shifted Fibre*) ayant un zéro de dispersion à 1550 nm, obtenues grâce à une modification du profil d'indice du coeur de la fibre.

### APPENDICE A3 PHOTOREFLECTIVITE

La photorélectivité (PR) [38], ou réflectivité photomodulée, est une technique de modulation qui permet de sonder les transitions optiques directes dans la structure de bande des matériaux semi-conducteurs. Elle s'applique à la fois aux matériaux massifs et aux structures de très faible dimensions telles que les puits quantiques. En effet, la "PR" permet d'avoir accès aux énergies d'absorption des paires électron-trou dans le matériau, c'est à dire typiquement à l'énergie de bande interdite d'un matériau massif ou aux énergies des niveaux confinés dans un puits quantique .

Le principe de la "PR" est le suivant : un faisceau lumineux de longueur d'onde variable, le faisceau sonde, se réfléchit sur la surface de l'échantillon à étudier. Au même endroit, une perturbation périodique extérieure, en l'occurrence un faisceau laser haché, vient moduler la constante diélectrique relative  $\epsilon_r$  du matériau, ce qui induit une modification du coefficient de réflexion, qui est détectée en mesurant l'intensité du faisceau sonde réfléchi. Ainsi au voisinage des transitions optiques où la fonction diélectrique est fortement perturbée, on enregistre une forte variation du coefficient de réflexion. En "PR", c'est la variation relative  $\Delta R/R$  qui est enregistrée, à l'aide d'une détection synchrone. Le mécanisme de modulation de la fonction diélectrique s'effectue par une modulation du champ électrique de surface. En effet ,les propriétés de la surface étant toujours différentes de celles du matériau en volume, il existe un champs électrique et une zone de charge d'espace à proximité de la surface des échantillons. Les photons issus du faisceau laser haché génèrent périodiquement des paires "électrons-trous" dans la zone de charge d'espace, qui vont se déplacer sous l'action du champs électrique de manière à réduire son intensité.

Le banc expérimental de la "PR" est présenté à la figure A3. Le faisceau sonde est obtenu en dispersant la lumière blanche issue d'une lampe quartz

tungstène halogène, régulée en courant, à travers un monochromateur. Il est ensuite focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille biconvexe. Il est possible de placer l'échantillon dans un cryostat dont la température, mesurée à l'aide d'un thermocouple, peut être réglée entre 8°K à 300°K. La modulation est produite par un faisceau laser He-Ne haché. Le faisceau réfléchi est ensuite focalisé à l'aide d'une lentille biconvexe sur une photodiode GaInAs ou Si (selon la gamme d'énergies considérées). Un appareil convertit le courant de la photodiode en tension. Deux voies d'acquisition permettent ensuite d'acquérir le signal proportionnel à  $R$  et le signal proportionnel à  $\Delta R$ . Le rapport numérique des deux composantes donne le signal PR.

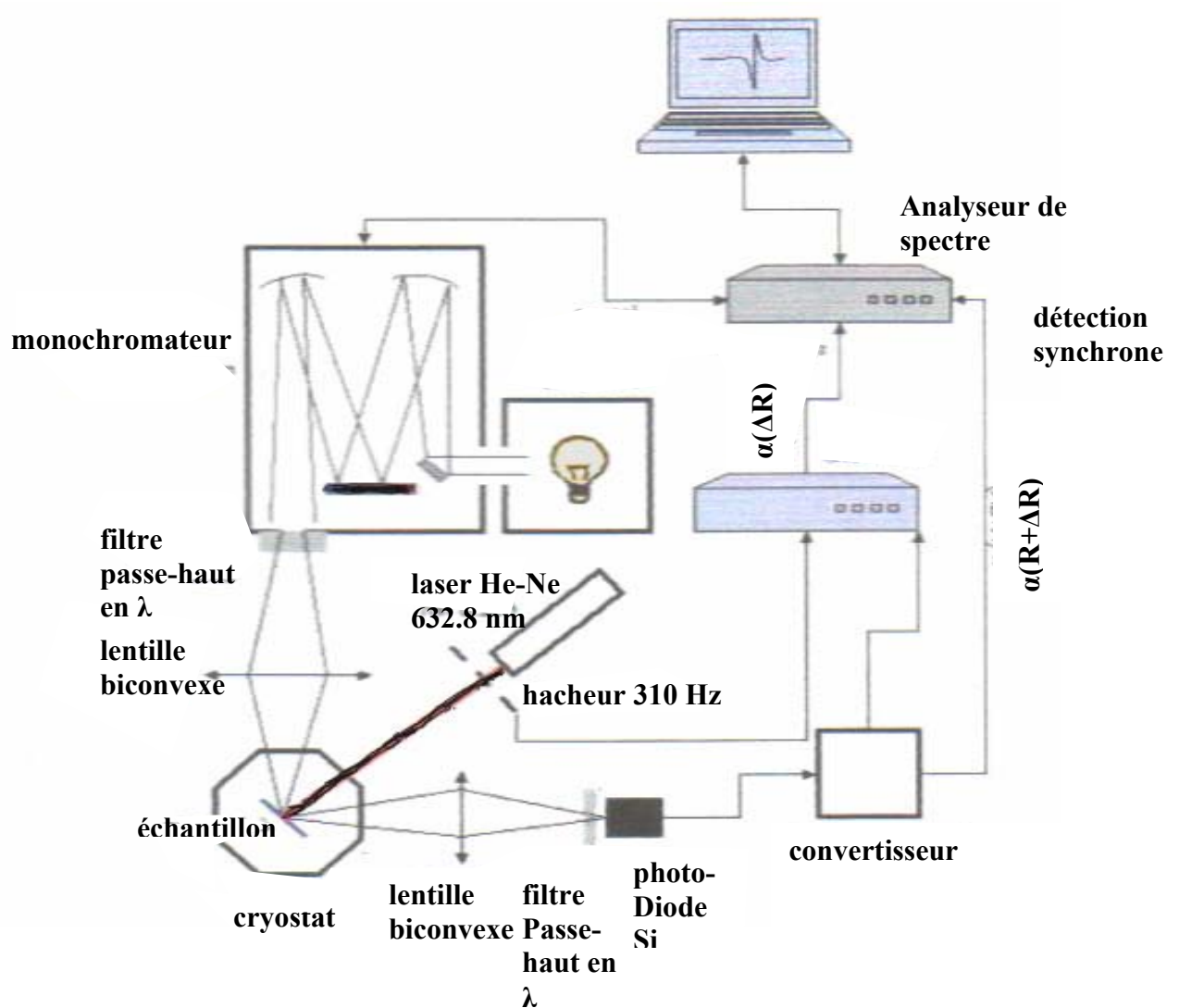


Figure A3 : Schéma de banc expérimental de photoréflexivité [38]

**APPENDICE A4**  
**TABLEAUX DES PARAMETRES PHYSIQUES**

Les paramètres physiques sont donnés par [13, 15, 21, 22].

	<b>GaAs</b>	<b>InAs</b>	<b>GaN</b>	<b>InN</b>
Paramètre de maille : $a$ ( $\text{\AA}$ )	5.6533	6.0583	4.46	5.02
L'énergie spin orbite : $\Delta_0$ (eV)	0.34	0.39	0.017	0.005
Potentiel hydrostatique de déformation de la bande de conduction : $a_c$ (eV)	-7.17	-5.08	-6.17	2.65
Potentiel hydrostatique de déformation de la bande de valence : $a_v$ (eV)	1.16	1.00	0.69	0.7
Potentiel de déformation de cisaillement : $b$ (eV)	-2	-1.8	-2.0	1.2
Constante élastique : $C_{11}$ (Gpa)	122.1	83.29	293	187
Constante élastique : $C_{12}$ (Gpa)	56.6	45.26	159	125
Masse effective des électrons : $m_e$ ( $m_0$ )	0.0632	0.0213	0.13	0.14
Masse effective des trous lourds : $m_{hh}$ ( $m_0$ )	0.5	0.517	0.806	0.8
Masse effective des trous légers : $m_{lh}$ ( $m_0$ )	0.088	0.024	0.205	0.19
Bande interdite à 300°K : $E_g$ (eV)	1.422	0.354	3.24	0.756
Bande interdite à 0°K : $E_g$ (eV)	1.519	0.414	3.470	1.994
Indice de réfraction : $n_{ref}$	3.62	3.89	2.39	2.73
Constante : $\alpha$	$4.76 \cdot 10^{-4}$	$2.18 \cdot 10^{-4}$	$6.14 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$
Constante : $\beta$	360	262	870	700
Référence du niveau d'énergie : $E_{vav}$ (eV)	-6.92	-6.67	-6.5	-5.4

Paramètres de Bowing

C(InGaN)	C(InGaAs)	C(InNAs)	C(GaNAs)
1.4 eV	0.51 eV	4.22 eV	20 eV

Figure A4 : Tableaux des paramètres physiques

## REFERENCES

1. Olivier GILARD, « Contribution à la modélisation de diodes laser à puits quantiques contraints pour télécommunications optiques », Thèse, université Paul Sabatier, Toulouse (1999).
2. Ebru Bakir, « Investigation of Long-wavelength (GaInNAs 2.3  $\mu\text{m}$ ) Indium Rich Highly Strained Quantum Wells on InP Substrates », Seminary, GÖNÜL 2006.
3. Christian et hélène Ngo, « Introduction à la physique des semi-conducteurs », université Paris-Sud (Orsay)1998.
4. Peter Burke, « Molecular Beam Epitaxy, (MBE) », Seminary, Yuwei Xun, ECE 249, (2002).
5. S. Ben Bouzid , F. Bousbih , R. Chtourou , J.C. Harmand, P. Voisin, « Photocurrent spectroscopy of GaInNAs and GaInNAs(Sb) strained quantum wells grown by molecular beam epitaxy », physical review, vol A 113, N° 365, Unité de Recherche de Physique des semi-conducteurs de l'institut Préparatoire aux Etudes Scientifiques et Techniques, BP 51, 2070 La Marsa, Tunisia.
6. Jérôme Faist, « Introduction à la physique des semi-conducteurs », cours, Institut de physique, Université de Neuchatel (2001).
7. Jasprit Singh, « Semiconductor Bandstructure », [www.eecs.umich.edu/~singh](http://www.eecs.umich.edu/~singh)
8. G.Sek, K.Ryczko, J.Misiewicz, M.Fischer, M.Reinhardt, A.Forchel,« Photoreflectance spectroscopy of InGaAsN/GaAs quantum wells grown by MBE », thin solid films vol 380, N° 240, Institute of physics, Wurzburg University of technology (2000).
9. W. Shan, W. Walukiewicz, and J. W. Ager III, « Band Anticrossing in GaInNAs Alloys », Physical Review letters, vol 82, Number 6, Materials Sciences Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720 (1999).
10. I.A.Buyanova, W.M.Chen, B.Monemar « Electronic Properties of Ga(In)Nas Alloys »,Physical Review, vol 6, N° 2, departement of physics and measurements Technologie (2001).

11. T.Bouragba, M.Mihailovic, H.Carrene, P.Disseix, A.Vasson, J.Leymarie , « Puits quantique à base de GaInAsN /GaAs : intérêts et caractérisations optiques », telecom 2005 et 4 ème JFMMA, Rabat les 23, 24 et 25 Mars, pp 415 - 417.
12. Teppo Hakkarainen , « Fabrication and characterization of GaInNAs quantum structures »,Thesis, Helsinki University of Technology, Department of Electrical and Communication Engineering, Optoelectronics Laboratory, Espoo, Finland (2003).
13. Michael C.Y. Chan, Charles Surya and P.K.A. Wai, « The effects of interdiffusion on the subbands in  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_{0.04}\text{As}_{0.96}$  /GaAs quantum well for 1.3 and 1.55  $\mu\text{m}$  operation wavelengths », Journal of applied physics, volume 90, number 1, Department of Electronic and Information Engineering, The Hong Kong Polytechnic University, (2001).
14. S. T. Ng, W.J.Fan, Y. X. Dang, and S. F. Yoon, « Comparison of electronic band structure and optical transparency conditions,of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{N}_y$  /GaAs quantum wells calculated by 10-band, 8-band,and 6-band k-p models », Physical Review, B 72, 115341, School of Electrical and Electronic Engineering, Nanyang Technological University, Singapore 639798 (2005).
15. Y.X.Dang, W.J. Fan, S. T. Ng, S. F. Yoon, and D. H. Zhang, « Study of interdiffusion in GaInNAs/GaAs quantum well structure emitting at 1.3 $\mu\text{m}$  by eight-band k.p method », Journal of applied physics 97,103718, School of Electrical And Electronic Engineering, Nanyang Technological University, Singapore 639798 (2005).
16. T.Y.Wang and G B, « Strain effects on GaInAs/InP single quantum wells grown by organometallic vapor-phase epitaxy with  $0 < x < 1$  », Physical Review (1989).
17. H Carrère, X. Marie, J. Barrau, and T.Amand., « Comparison of the optical gain of InGaAsN quantum-well lasers with GaAs or GaAsP barriers », Applied physics letters 86, 071116, Laboratoire de Nanophysique Magnétisme et Optoélectronique INSA, 31077 Toulouse, France ( 2005).
18. Eoin O'Reilly and Andy Lindsay, « Novel electronic and optoelectronic, properties of GaInNAs, how robust is the band-anticrossing model », Seminary, Ireland (2002).
19. R.Kudrawiec, J.Misiewicz, « Metastability of Band-Gap Energy in GaInNAs compound and investigation by Photoreflectance », Acta Physica Polonica, vol 106, N<sup>o</sup> 2, Institute of physics, university of technology, Poland, (2004).



20. W.W.chow, E.D.Jones, N.A.Modine, S.R.Kurtz and A.A .Allerman, «GalnAsN laser gain Physical Review, Sandia National Laboratories U.S.A (2000).
21. W. J. Fana and S. F. Yoon, « Electronic band structure of GalnNAs/GaAs compressive strained quantum wells », Journal of applied physics, vol 90, N<sup>o</sup> 2, School of Electrical and Electronic Engineering, Nanyang. Technological University, Singapore 639798, Singapore ( 2001).
22. W.J. Fan, S.F.Yoon, M.F. Li, T.C. Chong, « Investigation of optical gain of GalnNAs/GaAs compressive-strained quantum wells », Physical Review, B 328 , school of electrical and electronic engineering, Nanyang Technological university, Singapore 117567, Singapore (2003).
23. Emmanuel Rosenger, « Optoélectronique », Borge Vinter.
24. Gray Lin « Studies on Semiconductor Quantum Structure Lasers », Thesis, Department of Electronics, Institute of Electronics Engineering, National Chiao Tung University.
25. Sandra R.Selmic, Tso-Min Chou, « Design and Characterization of 1.3 $\mu$ m AlGalnAs/InP Multiple quantum well lasers », IEEE Journal quantum electronics, vol 7, N<sup>o</sup> 2, departement of electrical engineering, school of engineering and applied science Souther methodist university dallas USA (2001).
26. Aissat abdelkader, «Modélisation et calcul du gain optique et du courant de seuil d'un laser à puits quantique contraint à base de Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As/InP », Thèse, Département d'électronique, université de Blida (1999).
27. Henry Mathieu, « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », (1998).
28. Massimo Galluppi et al « Bound-to-bound and bound-to-free transitions in surface photovoltage spectra: determination of the band offsets for In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As and In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>1-y</sub>N<sub>y</sub> quantum wells», Physical review B 72, 155324, Department of Physics and Material Science, Philipps-University Marburg, 35032 Marburg, Germany (2005).
29. Attia Daoudi, «Modélisation et calcul du gain optique d'un laser à puits quantique à base de GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N », Thèse, Département d'électronique, université de Blida (2004).

30. Marc Haelterman, « Physique des semi conducteurs II », cours, service d'optique et d'acoustique, faculté des sciences appliquées université libre de Bruxelles (1998).
31. W.Walukiewicz, W. Shan, J.Wu, and K.M.Yu, « Band anticrossing in III-N-V Alloys Theory and Experiments» Materials science division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California (2004).
32. Masahiro Asada, Atsuchi Kameyama, and Yasuhari suematsu, « Gain and intervalence band absorption in quantum well lasers», IEEE Journal of quantum Electronics, vol QE- 20, N° 7, département of physical electronics, Tokyo (1984).
33. Béatrice SAINT-CRICQ, « Diode laser à puits quantique: Modélisation physique et réalisation par épitaxie par jets moléculaires de dispositifs GaAs/GaAlAs » thèse, University paul sabatier de Toulouse (1987)
34. Toshihiko Makino, « Analytical formulas for the optical gain of quantum wells », IEEE journal of quantum electronics, vol 32, N° 3, Canada (1996).
35. G.L.Tan and J.M. Xu « Modeling of gain, differential gain, Index change, and linewidth enhancement factor for strain-compensated QW's », IEEE photonic technology letters, volume 10, N° 10, département of electrical engineering, university of toronto Canada.
36. M.C.Y. Chan, C. Surya, P.K.A. Wai « Optical gain of interdiffused GaInNAs/GaAs quantum wells», Applied physics, vol A 75, number 573-576, Photonics Research Center and Department of Electronic and Information Engineering, The Hong Kong Polytechnic University (2002)
37. Stéphane Dellier, « Contributions à la conception des circuits micro-ondes», thesis, Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes (IRCOM), unité Mixte de recherche CNRS-Université de Limoge (2005).
38. Laurent Grenouillet, « Spectroscopie optique de nouveaux matériaux à base de GaInNAs pour la réalisation de composants à cavité verticale émettant à 1.3 $\mu$ m sur substrat GaAs », Thesis, Institut national des sciences appliquées de Lyon (2001).