

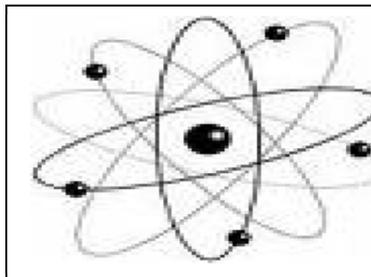


République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la
Recherche Scientifique



UNIVERSITE MOHAMED KHIDER DE BISKRA

*Faculté des sciences exactes et Sciences de la nature et de la vie
Département sciences de la Matière*



Thèse

En vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat en physique

(Option: Physique de semi-conducteur)

Présentée par:

Dehimi Said

THEME

***Etude et Simulation des propriétés
optoélectroniques des lasers à puits quantiques***

Soutenue devant le jury

Président:	Farhat Mohammedi	Professeur	Université de Biskra
Rapporteur:	Lakhdar Dehimi	Professeur	Université de Batna 1
Examineur:	Houria Triki	Professeur	Université d'Annaba
Examineur:	Abdelaziz Sid	Professeur	Université de Batna 1
Examineur:	Achour Saadoune	MCA	Université de Biskra

Remerciements

Avant, toute personne, je tiens à remercier notre Dieu Tout Puissant pour m'avoir éclairci le chemin de ce travail.

*Mes vifs remerciements vont également à Monsieur **Lakhdar DEHIMI** professeur à l'université de Batna d'avoir assuré l'encadrement de cette thèse ainsi que pour ses précieux conseils et la confiance qu'il m'a accordée qui ont fortement contribué à mener à bien ce travail.*

*Je tiens à remercier vivement Monsieur **Farhat MOHAMMEDI**, Professeur à l'université de Biskra, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma soutenance.*

*Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Madame **Houria TRIKI** Professeur à l'université de Annaba d'avoir accepté d'examiner mon travail.*

*Je tien également à remercier Monsieur **Abdelaziz Sid** Professeur à l'université de Batna de et Monsieur **Achour Saadoun** Maitre de conférence à l'université de Biskra d'avoir bien voulu accepter de siéger dans le jury et d'examiner ce travail.*

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail:

A ceux que j'ai de plus cher au monde : ma grande mère mes parents;

A ma femme et mes deux petits enfant ayham et fatima

A mes frères et mes sœurs.

A tous mes amis et collègues.

tous ceux qui m'ont aimé et me souhaitent le bonheur et la réussite.

Sommaire

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I

Propriété des semi-conducteurs II-VI (ZnTe, CdTe, CdZnTe)

I.1. Introduction	7
I.2. Propriétés des semi-conducteur à composés binaires ZnTe ,CdTe	7
I.2.1. Structure cristalline	7
I.2.1.1. Structure zinc-blende (Sphalérite)	7
I.2.1.2. Structure wûrzite (Hexagonal)	8
I.3. Structure de bandes des semi-conducteurs II-VI.....	10
I.3.1. Structure de band des binaire (CdTe, ZnTe)	10
I.4. Propriétés des ternaires Cd _{1-x} Zn _x Te	13
I.4.1. Etude du paramètre de maille	13
I.4.1.1. Calcul du paramètre de maille.....	13
I.4.2. Etude de la bande interdite (le gap).....	14
I.4.2.1. Calcul du gap.....	14
I.4.3. Calcul de la masse effective.....	15
I.4.4. Calcul du constant diélectrique.....	17
I.4.5. Calcul de l'énergie spin-orbit.....	17
I.4.6. Calcul de l'indice réfraction	18
I.5. Technique d'élaboration des matériaux II-VI.....	19
I.5.1. Technique Physique.....	19
I.5.1.1. Epitaxie par jet moléculaire (EjM) MBE	19
I.5.1.2. L'ablation laser pulsé (PLD).....	20
I.5.1.3. La pulvérisation cathodique.....	22
I.5.2. Techniques chimiques.....	23
I.5.2.1. Le jet pyrolyse.....	23
I.5.2.2. Epitaxie en phase vapeur organométalliques.....	24
I.6. Avantage l'Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM).....	24
I.7. Conclusion	25
Références.....	26

Chapitre II

Principe du laser a semi conducteur à puits quantique

II.1. Introduction.....	29
II.2. Définition du laser	29
II.3. Principe du laser.....	29
II.3.1. Milieux amplificateurs	30
II.3.1.1. Absorption	31
II.3.1.2. Emission spontanée.....	31
II.3.1.3. Emission stimulée.....	31
II.3.1.4. L'inversion de population.....	32
II.3.2. Résonateur optique.....	32
II.3.3. Le Pompage.....	33
II.4. Caractéristique d'un faisceau laser.....	33
II.5. Mode de fonctionnement continu et impulsionnel.....	33
II.6. Lasers semi-conducteur (Diode laser).....	34
II.6.1. Double hétéro structure.	35
II.6.2. Diode laser à puits quantique	36
II.6.2.1 Structure SCH (<i>Separate Confinement Heterostructure</i>).....	40
II.6.2. 2 Structure GRIN-SCH (<i>Graded Index -SCH</i>).....	40

II.6.3 Laser à puits quantique multiple	40
II.7. Diversification des diodes Laser à puits quantique.....	41
II.7.1. Diodes lasers à émission par la tranche.....	41
II.7.1.1. La diode laser Fabry-Pérot.....	41
II.7.1.2. Diode laser DBR ET DFB.....	41
II.7.1.3. Diode laser en cavité étendue.....	42
II.7.2. Diode à émission par surface	43
II.8. Phénomène d'émission dans les lasers à puits quantique	43
II.8.1. Expressions générales des coefficients d'émission et d'absorption.....	44
II.8.2. Probabilité de transition.....	48
II.8.2.1. Formulation générale.....	48
II.8.2.2. Élément de matrice optique (cas de puits quantique).....	50
II.9. Conclusion	53
Références.....	54

Chapitre III

Calcul de l'énergie de quantification du système à puits quantique ZnTe/Cd_{1-x}Zn_xTe

III.1. Introduction.....	57
III.2. Hétérostructures bidimensionnelles de ZnTe/Cd _{1-x} Zn _x Te.....	57
III.2.1. Simple puits quantique «SQW».....	57
III.2.2. Double puits quantique «DQW».....	61
III.2.3. Multi-puits quantiques «MQW».....	61
III.3. Influence de la contrainte sur les structures à puits quantique.....	63
III.3.1. Calcul des décalages de bandes contraintes.....	66
III.3.2. Calcul de la bande interdite contrainte.....	69
III.4. Epaisseur critique.....	70
III.5. Les niveaux d'énergie dans la structure à puits quantiques.....	71
III.5.1. Modèle parabolique.....	71
III.6. Evolution de l'énergie de quantification en fonction de la largeur de puits.....	76
III.6.1. Influence de la composition Zn.....	76
III.7. Evolution de l'énergie de transition en fonction de la largeur de puits.....	79
III.7.1. Influence la composition Zn.....	79
III.8. Evolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur de puits.....	79
III.8.1. Influence de la composition Zn.....	79
III.9. Conclusion.....	81
Références.....	82

Chapitre IV

Modélisation d'une structure laser à puits quantique à base de Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe

IV.1. Introduction.....	87
IV.2. Pseudo-niveaux de Fermi.....	87
IV.3. Modes de polarisation Electrique TE (Transverse Electrique) et TM (Transverse Magnétique).....	89
IV.4. Gain optique dans les puits quantique.....	90
IV.5. Calcul du facteur de confinement.....	93
IV.6. Gain maximum.....	94
IV.7. Courant de seuil des diodes laser à puits quantique.....	96
IV.7.1. Expression générale du courant de seuil en fonction de la concentration en porteur de seuil.....	96
IV.8. Résultat et Discussion.....	101

IV.8.1. Spectre du gain optique (TE Mode).....	101
IV.8.1.1. Influence de l'injection des porteurs sur le gain optique.....	101
IV.8.1.2. Influence de la température sur le gain optique.....	103
IV.8.1.3. Influence de la largeur du puits sur le gain optique.....	105
IV.8.2. Calcul du gain optique maximum.....	107
IV.8.3. Effet de la largeur du puits sur le facteur de confinement.....	108
IV.8.4. Densité du courant de seuil.....	109
IV.8.4.1. Effet de la largeur du puits sur la densité du courant de seuil.....	109
IV.8.4.2. Effet de la longueur de cavité sur la densité du courant de seuil.....	110
IV.8.4.3. Effet de la température sur la densité du courant de seuil.....	111
IV.8.4.4. Effet des pertes internes de la couche active sur la densité du courant de	113
seuil.....	
IV.9. Conclusion.....	116
Références.....	117
Conclusion générale	120
Bibliographique.....	123

Liste des figures

Figure I-1: Structure cubique Zinc blende (Sphalérite).....	8
Figure I-2: Structure Würtzite (Hexagonal).....	8
Figure I-3: Structure de bande d'un semi-conducteur à gap direct.....	10
Figure I-4: La zone de Brillouin pour une structure zinc-blende [4].....	11
Figure I-5: Structure de bande pour ZnTe cubique [5].....	12
Figure I-6: Structure de bande électronique de CdTe cubique [6].....	12
Figure I-7: Bande interdite des semi-conducteurs II-VI en fonction du paramètre de maille [2].....	13
Figure I-8: paramètre de maille du $Cd_{1-x}Zn_xTe$ en fonction de la composition x en Zn.....	14
Figure I-9: Energie du gap pour $Cd_{1-x}Zn_xTe$ non contrainte sur ZnTe en fonction de la compositions x en Zn.....	15
Figure I-10: Masse effective m^*/m_0 du $Cd_{1-x}Zn_xTe$ en fonction de la composition x en Zn.....	16
Figure I-11: Constante diélectrique du $Cd_{1-x}Zn_xTe$ en fonction de la composition x en Zn.....	17
Figure I-12: Energie du spin-orbit pour $Cd_{1-x}Zn_xTe$ en fonction de la compositions x en Zn.....	18
Figure I.13: Variation de l'indice de réfraction en fonction de la compositions x en Zn.....	18
Figure I-14: Schéma de principe et le bâti d'épitaxie par jet moléculaire [14].....	20
Figure I-15: Schéma du principe de l'ablation laser [16].....	21
Figure I-16: Schéma de principe d'un réacteur de pulvérisation cathodique magnétron [19].....	22
Figure I-17 : Schéma du procédé de pulvérisation : 1-Hotte aspirante, 2-Plaque chauffante, 3-Régulateur de température, 4-Substrat, 5-Gicleur, 6-Solution, 7-Pompe doseuse, 8- Système d'entraînement, 9-Moteur d'entraînement, 10-Pompe à air, 11-Thermocouple de contrôle [25].....	23
Figure II.1: Schema d'un system laser.....	29
Figure II.2: Schéma de niveaux.....	30
Figure II.3: Absorption, émission spontanée et émission stimulé.....	31
Figure II.4 : Lasers continu et pulsé [4].....	34
Figure II.5: Schéma d'un double hétéro structure, a) diagramme de bande sous une polarisation direct. b) variation d'indice de réfraction.....	36
Figure II.6. Zone active d'une diode laser à puits quantique.....	37
Figure II.7: Niveau d'énergie des électron et des trous dans une zone active AlGaAs /GaAs.....	37
Figure II.8: Différents types de structures à puits quantique.....	39
Figure II.9: Représentation schématique du profil de bande de conduction d'un laser à confinement optique de type a)- SCH, b) GRINSCH.....	40
Figure II.10 : Structure à multi puits quantiques de type I [9].....	40
Figure II.11: Schéma de principe d'une diode DFB et d'une diode DBR.....	42
Figure II.12: Schéma de principe d'un VCSEL et photo d'un empilement.....	43
Figure III.1 : Hétérostructure à Simple Puits Quantique de ZnTe / $Cd_{1-x}Zn_xTe$	58
Figure III.2 : Hétéro structure à Simple Puits Quantique de $Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te$ /ZnTe.....	59
Figure III.3 : Variation des bande-offstes ΔE_c ΔE_v en fonction dfe la composition x de Zn.....	60
Figure III.4: variation de la 'affinité électronique en fonction de la fraction molaire de Zn.....	61
Figure III.5 : structure d'un double puits quantique de ZnTe/ $Cd_{1-x}Zn_xTe$	62
Figure III.6 : structure à multi- puits quantique de ZnTe/ $Cd_{1-x}Zn_xTe$	62
Figure III.7 : Différentes configurations de croissance en accord ou en désaccord de maille sur un substrat.....	63
Figure. III.8: structure de bande d'un semi -conducteur à gape directe [2].a) non contrainte, b) en compression, c) en tension.....	64
Figure III.9. Variation du désaccord de maille en fonction de la composition en zinc du $Cd_{1-x}Zn_xTe$	66
Figure III.10 : Variation des décalages de bandes contraintes de $Cd_{1-x}Zn_xTe$ / ZnTe	69
Figure III.11: Variation des gaps en fonction de x dans le cas contrainte et non contrainte.....	70

Figure III.12: Epaisseur critique d'un puits de CdZnTe contrainte sur ZnTe en fonction de sa composition x.....	71
Figure III.13: Diagramme d'un puits quantique ZnTe/Cd _{1-x} Zn _x Te.....	72
Figure III.14 : Organigramme de calcul de l'énergie de quantification, l'énergie de transition et la longueur d'onde en fonction de la largeur de puits L _z	75
Figure III.15: Variation de l'énergie de quantification en fonction de la largeur de puits.....	76
Figure III.16: Variations de l'énergie de quantification de la bande de conduction (électron) en fonction de largeur de puits pour différentes concentrations de Zn	76
Figure III.17: Variation de l'énergie de quantification de la bande de valence (trou lourd) en fonction de la largeur de puits pour différentes concentrations de Zn.....	77
Figure III.18 : Variations de l'énergie de quantification de la bande de conduction (électron) en fonction de la largeur de puits pour les trois premiers niveaux d'énergie.....	78
Figure III.19: Variations de l'énergie de quantification de la bande de valence (trou lourd) en fonction de la largeur de puits pour les trois premiers niveaux d'énergie.....	78
Figure III.20: Variation de l'énergie de transition en fonction de la largeur de puits pour différentes concentrations de Zn.....	79
Figure III.21: Variation de la longueur d'onde en fonction de la largeur de puits pour différentes compositions en Zn.....	80
Figure III.22. Variation de la longueur d'onde en fonction de la largeur de puits pour les trois premiers niveaux d'énergie	80
Figure IV.1. Gap effectif d'une structure à puits quantique [1].....	87
Figure IV.2 : Organigramme de calcul du gain optique.....	93
Figure IV.3 : Variation de l'intensité du mode transverse fondamental avec x dans un puits quantique [13].....	94
Figure IV.4. Détermination de la densité de courante de seuil.....	100
Figure IV.5: Spectre du gain optique en fonction de la longueur d'onde à différentes densités des porteurs pour trois composition en Zinc: (a) x = 0.7 (b) x = 0.8, (c) x = 0.9, avec L _z = 10 nm et T = 300 K.....	103
Figure IV.6: Spectres du gain optique en fonction de la longueur d'onde à différentes températures pour trois structures de puits quantiques: (a) Cd _{0.3} Zn _{0.7} Te / ZnTe, (b) Cd _{0.2} Zn _{0.8} Te / ZnTe, (c) Cd _{0.1} Zn _{0.9} Te / ZnTe. Avec L _z = 10 nm et N = 5.10 ¹⁸ cm ⁻³	105
Figure IV.7. Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde pour différentes largeurs du puits, avec N = 5.10 ¹⁸ cm ⁻³ : (a) Cd _{0.3} Zn _{0.7} Te / ZnTe, (b) Cd _{0.2} Zn _{0.8} Te / ZnTe, (c) Cd _{0.1} Zn _{0.9} Te / ZnTe.....	107
Figure IV.8. Variation du gain maximum en fonction de la densité des porteurs N.....	108
Figure IV.9. Variation du facteur de confinement en fonction de la largeur de puits.....	109
Figure IV.10. Variation du courant de seuil en fonction de la largeur puits.....	110
Figure IV.11. Variation de courant de seuil en fonction de la longueur de cavité.....	111
Figure IV.12. Variation de la densité du courant de seuil en fonction de la largeur de la cavité pour différentes températures. A) x=0.7, B) x=0.8, C) x=0.9.....	113
Figure IV.13. Variation densité du courant de seuil en fonction de la longueur de cavité pour différentes pertes de la couche active. A) x=0.7, B) x=0.8, C) x=0.9.....	115

Liste de tableaux

Tableau. I.1. Paramètres de maille de composés semi-conducteurs II-VI [2].....	9
Tableau. I.2. Propriétés des composés binaires (CdTe, ZnTe) [3].....	9
Tableau. III.1. Valeurs des paramètres physiques utilisés dans les calculs.....	74

Introduction générale

Introduction générale

Historiquement, l'aventure du laser commence en 1917 lorsqu'*Einstein* reçoit le prix Nobel pour ses recherches sur l'effet photoélectrique et l'émission stimulée des photons. En 1954, *Twones* réalisa le premier MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Après 4 ans, *Shalow* et *Twones* ont démontré la possibilité d'étendre le MASER aux longueurs d'ondes visibles. En 1960, *Maiman*, à la *Hugues Aircraft Company*, réalisa le premier LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) médical fonctionnant dans la gamme de longueurs d'ondes se situent dans le rubis à $0.69 \mu\text{m}$.

Le premier Laser à semi-conducteur à base d'arséniure de gallium a été inventé en 1962 par *Nick Holonyak*. En 1975 le premier laser continu à base de GaAs à puits quantique a été inventé par *J. van der Ziel*. Puis, en 1991, ce fut l'apparition du premier laser bleu-vert continu à semi-conducteur ZnSe (*M. Hasse*). En 1994, *F. Capasson* réalisa le laser à cascade quantique et, en 1996, *S. Nakamura* réalisa le premier laser bleu continu à GaN.

Appuyée par les besoins croissants du marché, l'optoélectronique a connu au cours des dernières décennies une évolution spectaculaire. Ce domaine de recherche se base sur les matériaux semi-conducteurs, dont beaucoup possèdent une bande interdite directe, ce qui leur confère un rendement d'émission de lumière important par pompage optique ou électrique [1]. La réalisation des lasers à semi-conducteurs, ou diode laser, de faibles dimensions et de faible consommation a fait le but de nombreuses recherches scientifiques. Cet objectif a été atteint suite au développement des techniques de croissance [2,3]. Afin d'accroître la performance des lasers à hétéro-structure, on cherche toujours à réduire l'épaisseur de la région active. Ceci est réalisable en faisant appel aux techniques d'épitaxie sophistiquées tels que l'épitaxie par faisceau moléculaire (MBE) et l'épitaxie organométallique en phase vapeur (OMVPE) [4,5]. L'épaisseur habituelle de la région active dans un hétéro-structure semi-conducteur est de $0.1 \mu\text{m}$. Par contre, lorsque l'épaisseur est réduit à 5-20 nm, la structure commence à présenter des attributs quantiques. Les performances des diodes laser à puits quantique les rendent particulièrement attrayantes, ils présentent une très faible densité de courant, une bonne tenue en température, une puissance lumineuse importante et des propriétés dynamiques intéressantes [6].

Les structures lasers à puits quantique à base de semi-conducteurs III-V ont un grand intérêt grâce à leurs applications potentielles dans les dispositifs optoélectroniques. Cependant, ces derniers ne peuvent pas émettre de rayonnement cohérent que dans les régions infrarouge et rouge du spectre ce qui rend les semi-conducteurs III-V non adaptés pour fabriquer des diodes laser (LD) pour l'émission

de longueurs d'ondes courtes [7,8]. L'un des défis continus de l'optoélectronique des semi-conducteurs est le développement d'un laser à courte longueur d'onde dans le spectre visible [9]. Ce problème a été résolu après développement des processus de croissance des hétéro-structures à puits quantique à base des semi-conducteurs II-VI, car ces derniers se caractérisent par leurs gap énergétique large, ce qui les rendent très utilisés dans de nombreuses applications dans le domaine du spectre visible comme par exemple: l'affichage à très haute définition, le traitement des signaux optiques et l'imagerie [10,11]. Un des candidats possibles pour réaliser un laser à courte longueur d'onde est la structure $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te} / \text{ZnTe}$ [12-14] dont sa couche active $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ est située entre deux couches de barrières en ZnTe, sachant que l'alliage ternaire ($\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$) se compose de deux matériaux binaires qui sont le ZnTe et le CdTe, qui ont une bande interdite directe de 2.26 et 1.51 (eV) respectivement, avec une structure cristalline cubique (Zinc blend) [5].

Dans ce travail, nous allons simulé le gain optique et la densité du courant de seuil d'une nanostructure lasers à puits quantiques à base de $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te} / \text{ZnTe}$, en étudiant l'effet de la composition en Zn, la température et la largeur de puits sur le gain optique avec prise en considération de l'effet de la contrainte sur le gap et les discontinuités des bandes de conduction et de valence. En outre, nous allons évaluer l'impact de la largeur de puits, la température, la largeur de cavité et ses pertes sur la densité de courant de seuil.

Le présent manuscrit comporte quatre chapitres:

Le premier chapitre présente les propriétés structurales et de bandes des matériaux semi-conducteurs des composés binaires à large bande interdite II-VI : ZnTe, CdTe, ainsi que les différentes propriétés physiques de l'alliage ternaire $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ et les techniques de croissance de ces matériaux.

Dans le deuxième chapitre, on a rappelé les principales notions de base des lasers, plus particulièrement les lasers à semi-conducteur à puits quantique (Diode laser) et leurs avantages en optoélectronique. Ensuite, on a discuté les phénomènes d'émissions dans les lasers à puits quantique.

Le troisième chapitre traite les différentes propriétés des hétéro-structures multicouches à base de puits quantiques de $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te} / \text{ZnTe}$, avec une présentation d'un ensemble théorique simple permettant le calcul de l'énergie de quantification et l'énergie de transition du puits quantique contraint. Pour ce faire, on a discuté les effets des contraintes sur le gap et les discontinuités des bandes de valence et de conduction, puis on a évoqué le modèle réalisé pour le calcul des niveaux

énergétiques dans un puits quantique à base de $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ / ZnTe , ce qui permet de définir les énergies des transitions radiatives.

Dans le dernier chapitre, nous allons présenter et commenté les résultats de la simulation de la structure laser à puits quantique à base de $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ / ZnTe , dont les objectifs étaient:

- La détermination du spectre du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission et de la densité du courant de seuil, sachant que ces grandeurs déterminent les performances de cette diode laser.
- L'étude de l'effet de la densité des porteurs, la composition de l'alliage, la température et la largeur de puits sur le gain optique.
- L'étude de l'impact de la largeur de puits, la température, la longueur de cavité et les pertes internes de la couche active sur la densité du courant de seuil.

Références:

- [1] Y. H. Wu. Structure-Dependent Threshold Current Density for CdZnSe -Based II-VI Semiconductor Lasers- IEEE J. Quantum Electron. 30 (1996) 1562-1569
- [2] J. Singh, Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures (Cambridge: Cambridge University Press, 2003).
- [3] T. Heine, *Acco. Chem. Res.* 48, 65 (2015).
- [4] L.L. Chang, L. Asaki, W.E. Howard, R. Ludeksm, G. Schul, *J. Vac. Sci. Technol.* 10 (1973) 655.
- [5] Wolfgang Fasching: Doping Limits and Band Bandgap Engineering in Wide Gap II–VI Compounds, 1999.
- [6] E.L. Albuquerque, U.L. Fulco, M.S. Vasconcelos, and P.W. Mauriz, *Phys. Lett. A* 377, 582 (2013).
- [7] W.Z. Shen, K. Wang, L.F. Jian, X.G. Wang, S.C. Shen, H.Z. Wu, and P.J. Mclann, *Appl. Phys. Lett.* 79, 2579 (2001).
- [8] S. Dehimi, A. Abdelkader, D. Haddad, and L. Dehimi, *Energy Proc.* 74, 191 (2015).
- [9] Y.-H. Wu, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-30 (1996) 1562
- [10] W.P. Risk, T.R. Gosnell, A.N. Nurmikko, *Compact Blue-Green Lasers*, Cambridge University Press, 2003
- [11] A.V. Nurmikko, R.L. Gunshor, *Solid State Commun.* 92 (1994) 113.
- [12] M. Kopytko, J. Wro´bel, K. Jo´z´wikowski, A. Rogalski, J. Antoszewski, N.D. Akhavan, G.A. Umana-membreno, L. Faraone, and C.R. Becker, *J. Electron. Mater.* 44, 158(2015).
- [13] P. Martyniuk, W. Gawron, and A. Rogalski, *J. Electron. Mater.* 42, 3309 (2013).
- [14] A.C. Poon, Z.C. Feng, Y.P. Feng, M.F. Li, *J. Phys: Condens. Matter.* 7 (1995) 2783.

Chapitre I

Propriétés des semi-conducteurs

II-VI (ZnTe, CdTe, CdZnTe)

Sommaire

I.1. Introduction	7
I.2. Propriétés des semi-conducteur à composés binaires ZnTe ,CdTe	7
I.2.1. Structure cristalline	7
I.2.1.1. Structure zinc-blende (Sphalérite)	7
I.2.1.2. Structure wûrzite (Hexagonal)	8
I.3. Structure de bandes des semi-conducteurs II-VI.....	10
I.3.1. Structure de band des binaire (CdTe, ZnTe)	10
I.4. Propriétés des ternaires $Cd_{1-x}Zn_xTe$	13
I.4.1. Etude du paramètre de maille	13
I.4.1.1. Calcul du paramètre de maille.....	13
I.4.2. Etude de la bande interdite (le gap).....	14
I.4.2.1. Calcul du gap.....	14
I.4.3. Calcul de la masse effective.....	15
I.4.4. Calcul du constant diélectrique.....	17
I.4.5. Calcul de l'énergie spin-orbit.....	17
I.4.6. Calcul de l'indice réfraction	18
I.5. Technique d'élaboration des matériaux II-VI.....	19
I.5.1. Technique Physique.....	19
I.5.1.1. Epitaxie par jet moléculaire (EjM) MBE	19
I.5.1.2. L'ablation laser pulsé (PLD).....	20
I.5.1.3. La pulvérisation cathodique.....	22
I.5.2. Techniques chimiques.....	23
I.5.2.1. Le jet pyrolyse.....	23
I.5.2.2. Epitaxie en phase vapeur organométalliques.....	24
I.6. Avantage l'Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM).....	24
I.7. Conclusion	25
Références.....	26

I.1. Introduction

Les matériaux semi-conducteurs sur lesquels notre étude a porté sont ceux de la famille du zinc (ZnTe) et du cadmium (CdTe). Ces derniers possèdent II électrons de valence sur leur dernière orbitale tandis que la couche électrique périphérique des atomes des groupes VI (Te) comporte six électrons de valence dont deux sur l'orbitale *s* et quatre sur l'orbitale *p*.

Les composés binaire et ternaire à base des matériaux II-VI ont un intérêt croissant vu leur application en optoélectronique les semi-conducteurs II-VI à larges gap sont émetteur efficaces dans la gamme du spectral visible et ils promettent des systèmes probables dans la fabrication de la diode laser.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différentes propriétés des semi-conducteurs II-VI suivants : ZnTe, CdTe et CdZnTe ainsi que les différentes méthodes physiques et chimiques d'élaboration de ces matériaux.

I.2. Propriétés des semi-conducteurs à composé binaire ZnTe, CdTe

I.2.1. Structure cristalline

Les composés binaires semi-conducteurs II-VI tels que (ZnTe, CdTe) cristallisent soit dans un arrangement cubique Zinc-blende en structure hexagonal Würtzite.

I.2.1.1. Structure Zinc-blende (Sphalérite)

C'est une structure cubique qui comporte deux réseaux cubiques à faces centrées décalées l'une par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale du cube, donc la structure Zinc-blende du groupe II-VI est obtenue en remplaçant les deux atomes identiques dans la maille unitaire d'une structure diamant par deux atomes différents, l'un appartenant au groupe II et l'autre au groupe VI [1]; comme indique dans la Figure (I-1).

Ces atomes occupent des positions bien déterminées, définies par les coordonnées suivantes: Quatre atomes du groupe II dans les positions: (0, 0, 0); (0, 1/2, 1/2); (1/2, 0, 1/2); (1/2, 1/2, 0). Quatre atomes du groupe VI dans les positions: (1/4, 1/4, 1/4); (1/4, 3/4, 3/4); (3/4, 1/4, 3/4); (3/4, 3/4, 1/4).

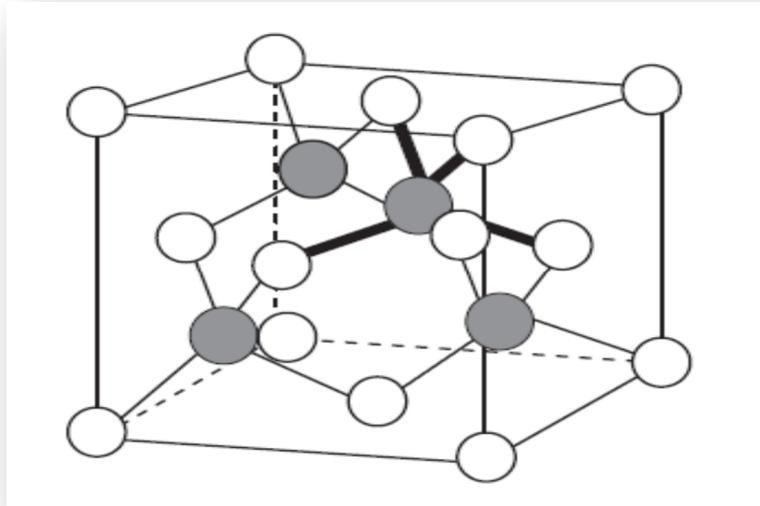


Figure I-1: Structure cubique Zinc blende (Sphalérite).

I.2.1.2. Structure Würtzite (Hexagonal)

Dans cette structure; Figure (I-2), les deux atomes du groupe II occupent les positions $(\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{8})$ et $(0, 0, \frac{5}{8})$; et les deux atomes du groupe VI occupent les positions $(0, 0, 0)$ et $(\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{2})$.

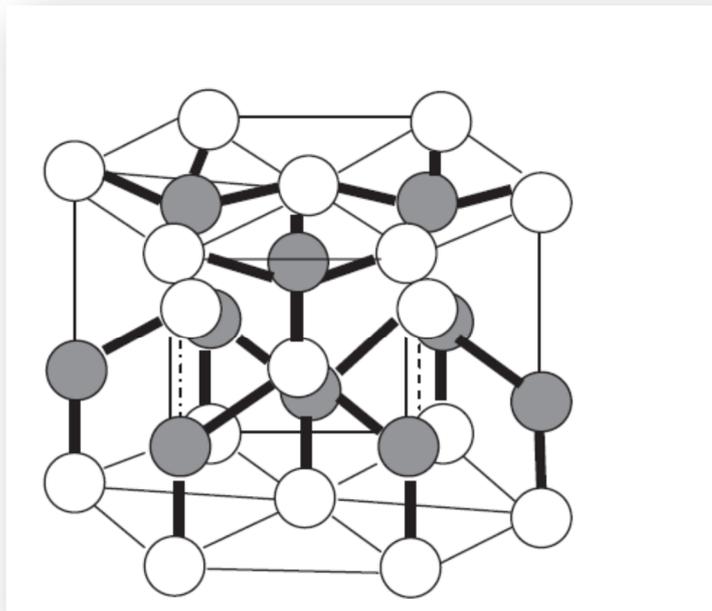


Figure I-2: Structure Würtzite (Hexagonal).

Tableau. I.1. Paramètres de maille de composés semi-conducteurs II-VI [2].

Composé	Paramètres de maille		
	(Zinc-blende)	Wurtzite	
	a (Å)	a(Å)	c (Å)
CdTe	6.479	4.549	7.451
ZnS	5.410	3.823	6.257
ZnSe	5.668	3.996	6.550
ZnTe	6.103	4.270	6.990

Dans notre étude nous allons nous limiter à la structure zinc-blende pour les composés binaires des matériaux II-VI car les matériaux II-VI qui nous intéressent sont plus stables en structure Zinc-Blende qu'en structure Wurtzite et ils présentent l'absence de polarisation. La différence du paramètre de maille entre CdTe ($a = 6,48 \text{ \AA}$) et ZnTe ($a = 6,10 \text{ \AA}$); Tableau (I.1) est très importante (5,8%); Tableau (I.1). Ce désaccord de maille joue un rôle primordial dans la réalisation d'hétérostructures.

Les principales propriétés des composés binaires (CdTe, ZnTe) sont présentées dans le tableau suivant:

Tableau I.2. Propriétés des composés binaires (CdTe, ZnTe) [3].

Les binaires	ZnTe	CdTe
a (Å)	6.10	6.48
E _g (eV)	2.26	1.51
m _e /m ₀	0.116	0.099
m _{hh} /m ₀	0.427	0.526
Δ _{so} (eV)	0.939	0.9
ε _r (eV)	0.5	1.27
eχ (eV)	3.50	4.70
n	2,72	2,98

I.3. Structure de bandes des semi-conducteurs II-VI

Les semi-conducteurs II-VI ont une bande de conduction (BC) qui est due à l'orbitale s de l'atome de la colonne II et une bande de valence (BV) qui est due à l'orbitale p de l'atome de la colonne VI; Figure (I-3).

La bande de valence se compose de trois courbures différentes :

- ✚ Bande de trous lourds (hh pour heavy hole) ;
- ✚ Bande de trous légers (lh pour light hole)
- ✚ Bande spin-orbite (Δ_s)

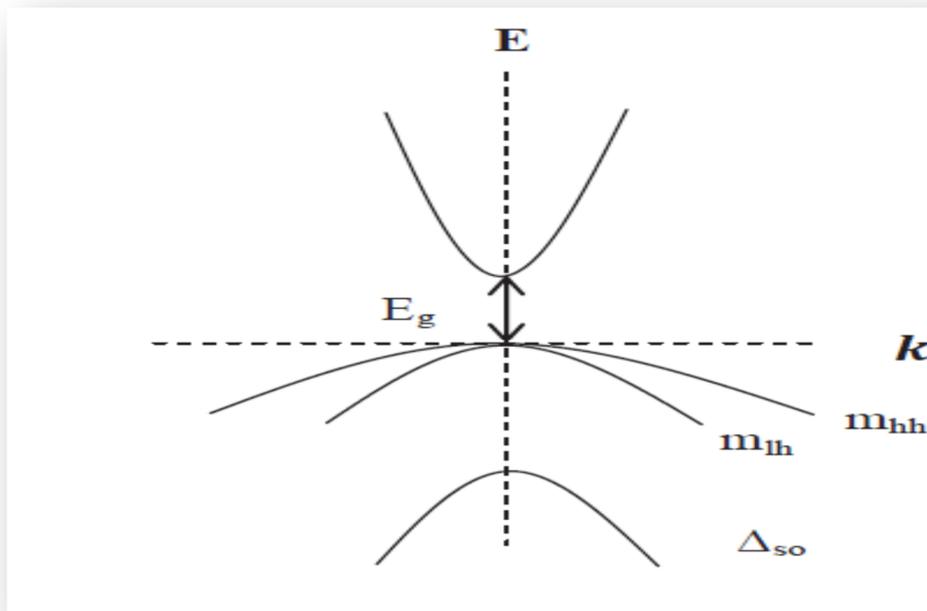


Figure I-3: Structure de bande d'un semi-conducteur à gap direct

I.3.1. Structure de bande des binaires (CdTe,ZnTe)

Les matériaux binaires, tellure de cadmium CdTe et tellure de zinc ZnTe sont des semi-conducteurs à bande interdite directe : le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence se situent dans la zone de Brillouin point Γ sur la figure (I.4).

L'absorption et l'émission de lumière peuvent alors se faire avec conservation du vecteur d'onde sans appliquer d'interaction avec d'autres quasis particules comme les phonons.

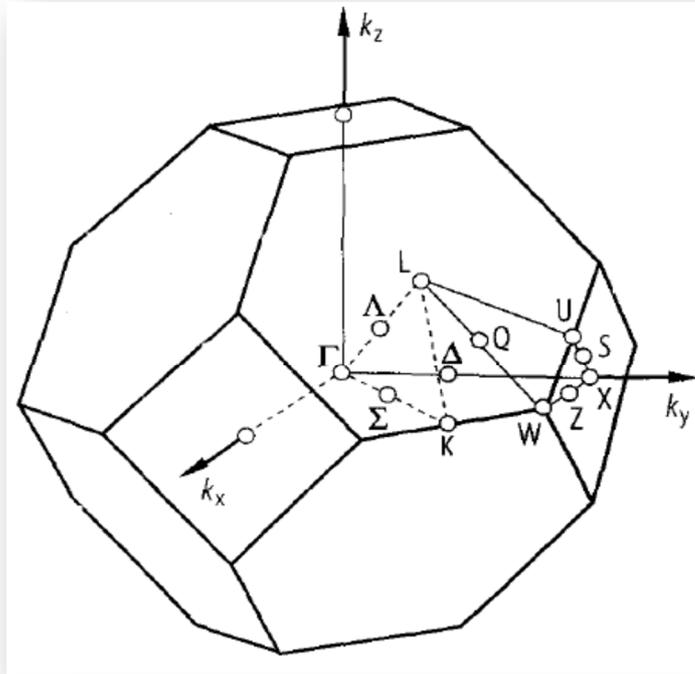


Figure I-4: La zone de Brillouin pour une structure zinc-blende [4].

Point Γ : le centre de zone

Direction Δ : les directions 100

Direction Σ : les directions 110

Direction Λ : les directions 111

Point X : le bord de zone suivant la direction 100

Point K : le bord de zone suivant la direction 110

Points L: le bord de zone suivant la direction 111

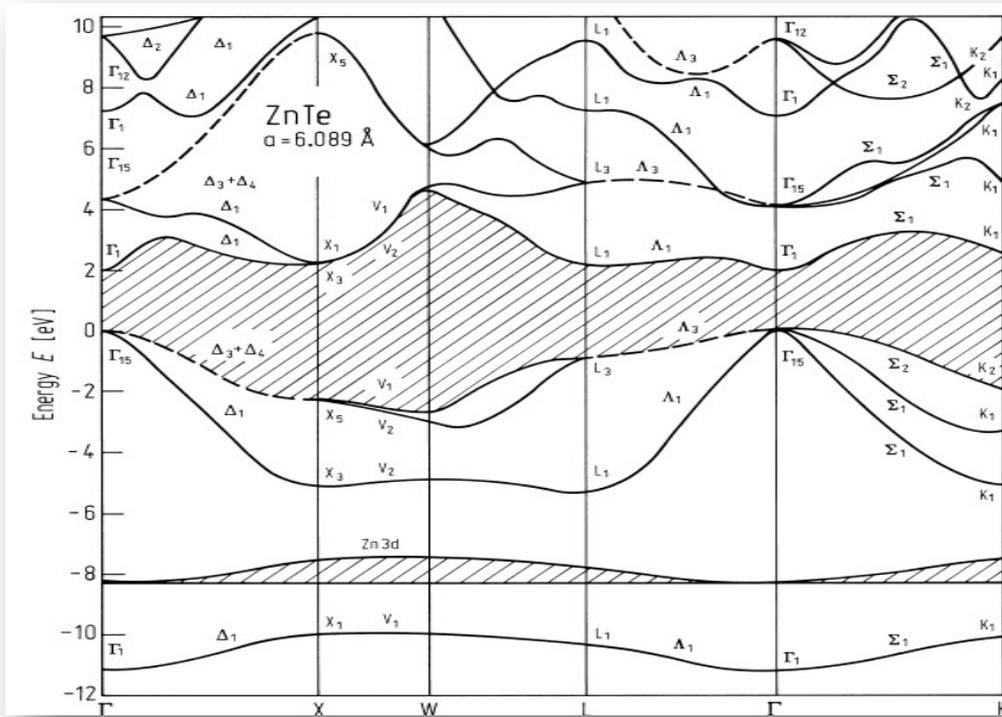


Figure I-5: Structure de bande pour ZnTe cubique [5]

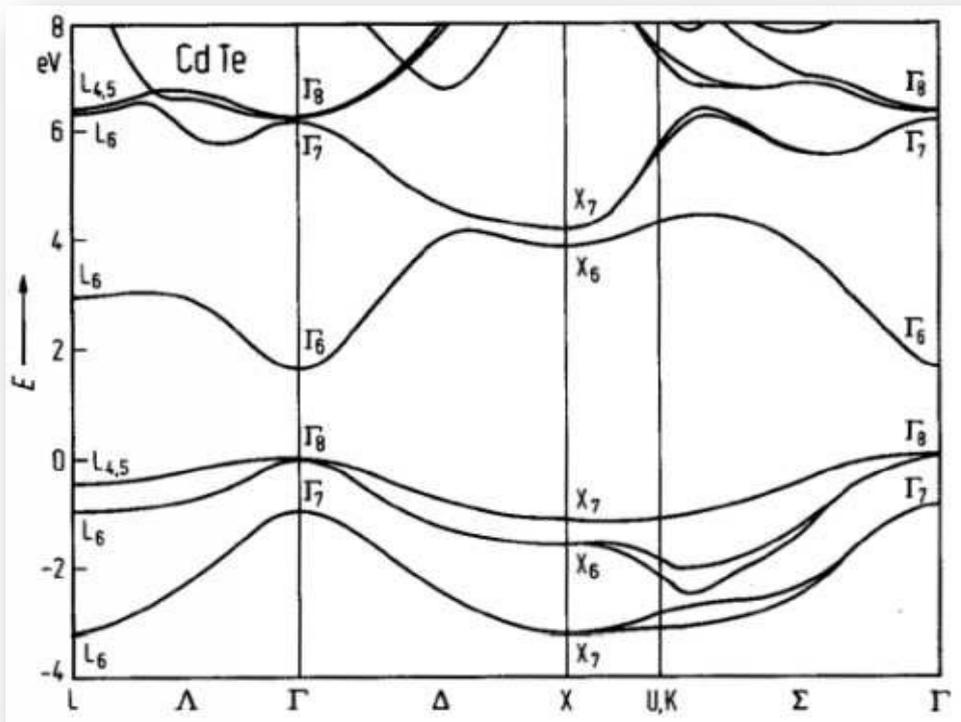
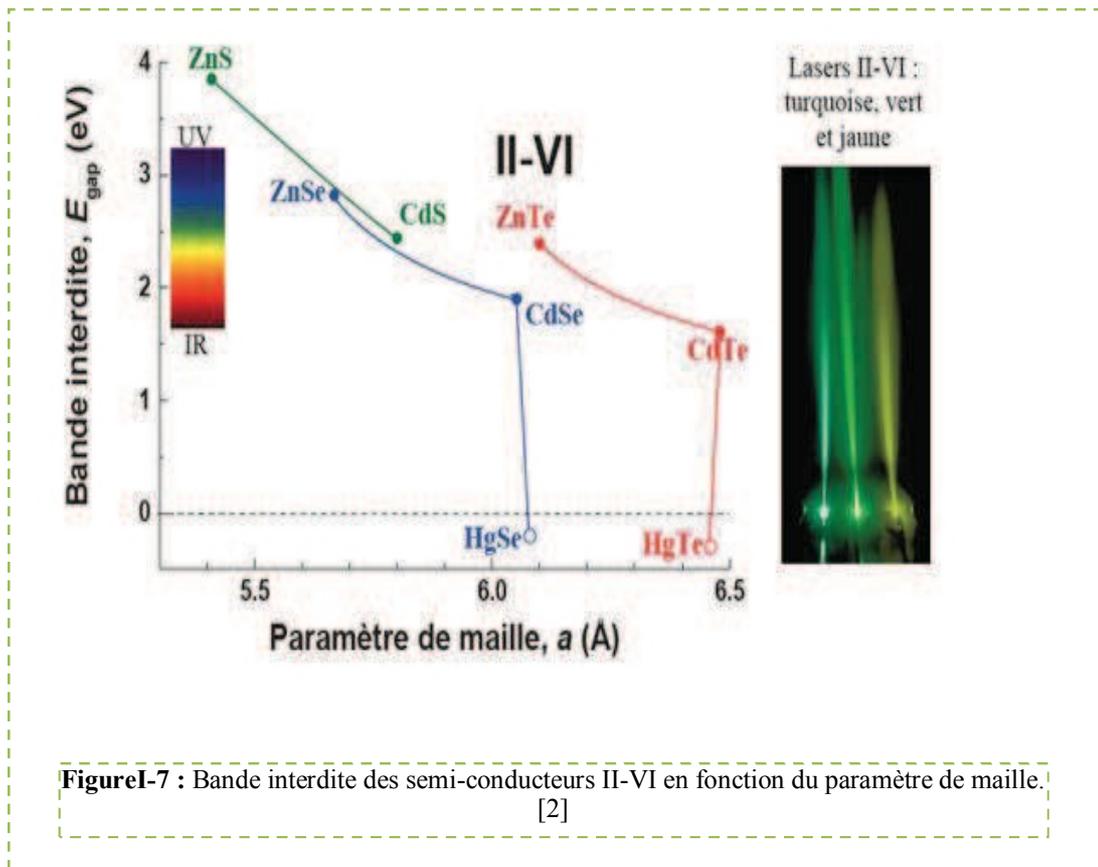


Figure I-6: Structure de bande électronique de CdTe cubique [6]



I.4. Propriétés des ternaires $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$

L'alliage ternaire CdZnTe est composé de deux binaires ZnTe et CdTe. La structure cristalline reste celle de la blende de zinc et ce matériau est qualifié pour la fabrication des diodes laser et des LED dans le visible, il possède un gap direct continuellement ajustable.

I.4.1. Etude du paramètre de maille

I.4.1.1. Calcul du paramètre de maille

Le paramètre de maille varie linéairement suivant la loi de Vegard comme suit:

$$a_{(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te})} = (1-x)a_{(\text{CdTe})} + xa_{(\text{ZnTe})} \quad (\text{I-1})$$

$$a_{(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te})} = [(1-x) * 6,48] + (x * 6,10)$$

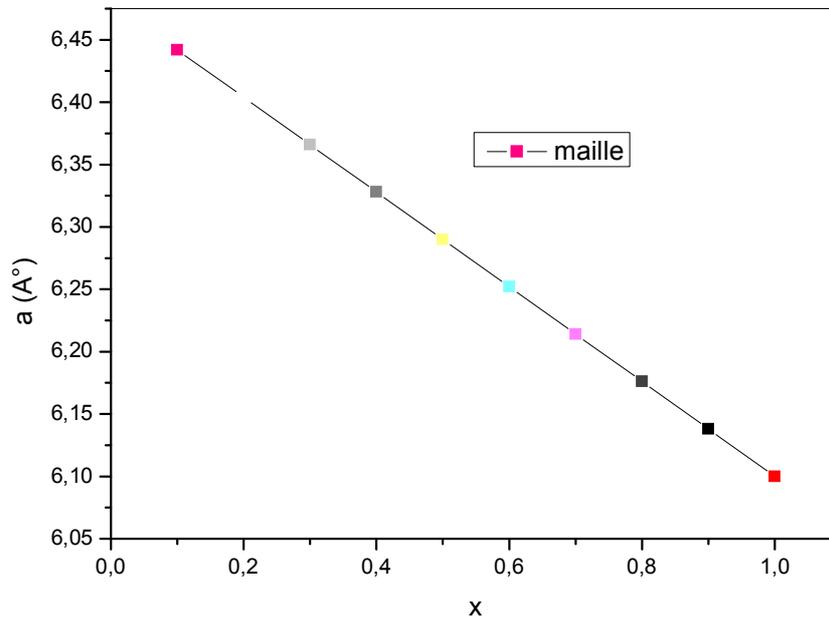


Figure I-8: paramètre de maille pour $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ en fonction de la composition x en Zn

I.4.2. Etude de la bande interdite (le gap)

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).

Les semi-conducteurs classiques CdZnTe où la bande interdite de l'alliage est raisonnablement obtenue par interpolation linéaire entre les bandes interdites des binaires CdTe, ZnTe avec un faible paramètre de non linéarité "Bowing".

I.4.2.1. Calcul du gap

Le gap non contraint de l'alliage CdZnTe est donné par:

$$E_{g(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te})} = (1-x)E_{g(\text{CdTe})} + xE_{g(\text{ZnTe})} - bx(1-x) \quad (\text{I-2})$$

$$E_g(x) = 1,51 + 0,606 * x + 0,139x^2$$

b: coefficient de courbure, qui varie selon la température et selon le calcul effectué.

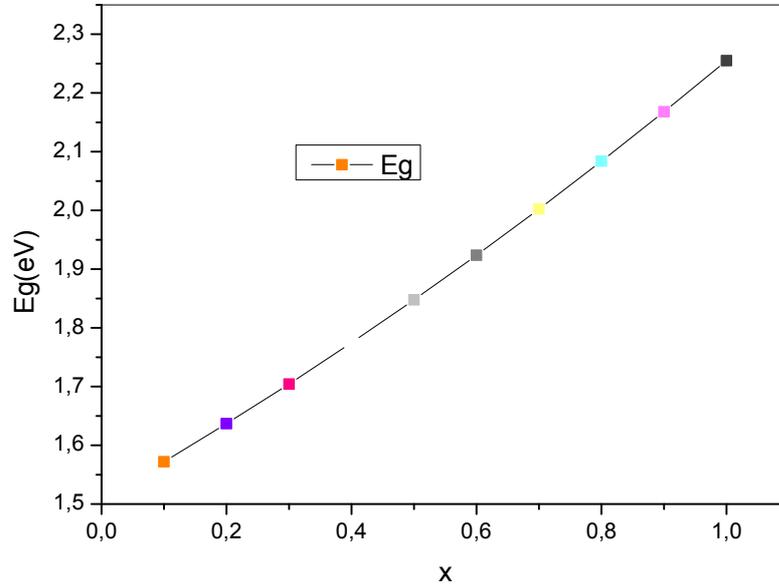


Figure I-9: Energie du gap (E_g) pour $Cd_{1-x}Zn_xTe$ non contraint sur ZnTe en fonction de la composition x en Zn

I.4.3. 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). 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 :

$$m_e^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}} \quad (\text{I-3})$$

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 la 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.

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} .

Les masses effectives du CdZnTe varient linéairement (figure I-10) en fonction de la composition x du ZnTe suivant les relations:

$$m_e = (1-x)m_{e(CdTe)} + xm_{e(ZnTe)} \quad (\text{I-4})$$

$$m_{hh} = (1-x)m_{hh(CdTe)} + xm_{hh(ZnTe)} \quad (\text{I-5})$$

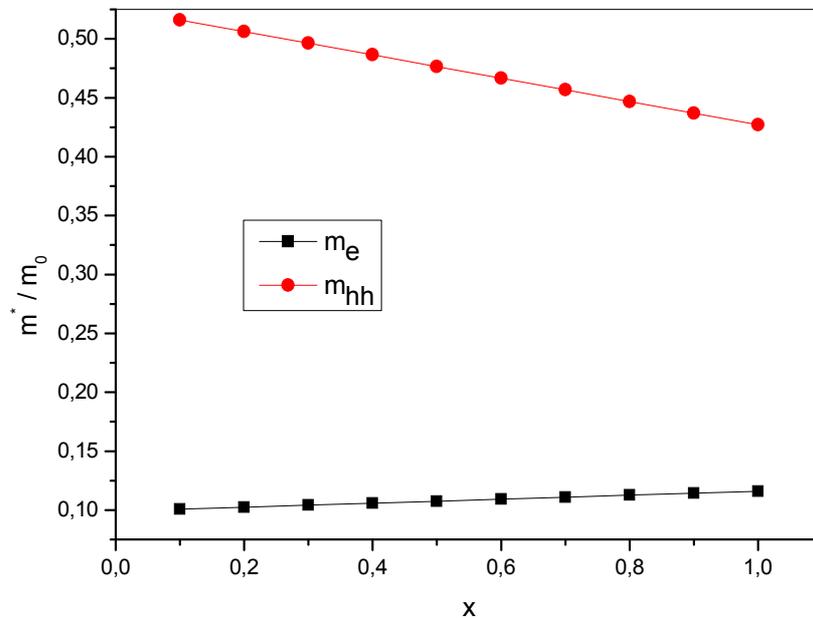


Figure I-10: Masse effective m^*/m_0 du $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ en fonction de la composition x en Zn

I.4.4. Calcul de la constante diélectrique

La constante diélectrique du CdZnTe varie, elle aussi, linéairement (figure I-11) en fonction de la composition x du ZnTe suivant la relation:

$$\varepsilon_{(Cd_{1-x}Zn_xTe)} = (1-x)\varepsilon_{(CdTe)} + x\varepsilon_{(ZnTe)} \quad (\text{I-6})$$

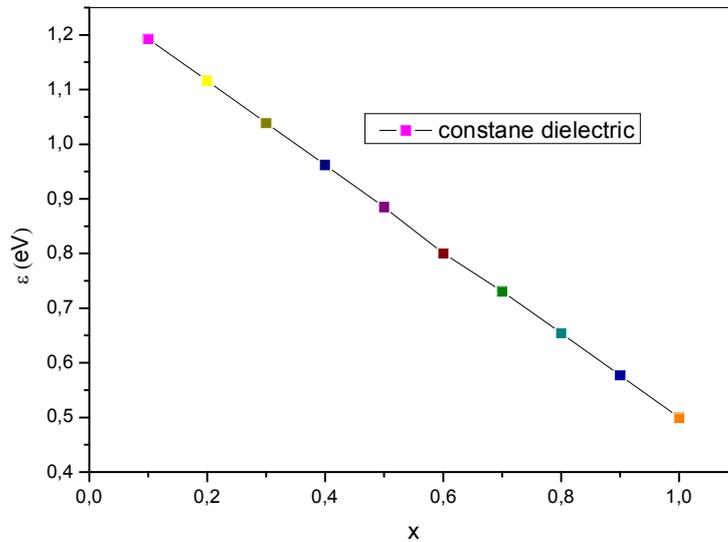


Figure I-11: constante diélectrique du $Cd_{1-x}Zn_xTe$ en fonction de la composition x en Zn

I.4.5. Calcul de l'énergie spin-orbit

L'énergie spin-orbit du CdZnTe varie linéairement (figure I-12) en fonction de la composition x du ZnTe suivant la relation:

$$\Delta_{so(Cd_{1-x}Zn_xTe)} = (1-x)\Delta_{so(CdTe)} + x\Delta_{so(ZnTe)} \quad (\text{I-7})$$

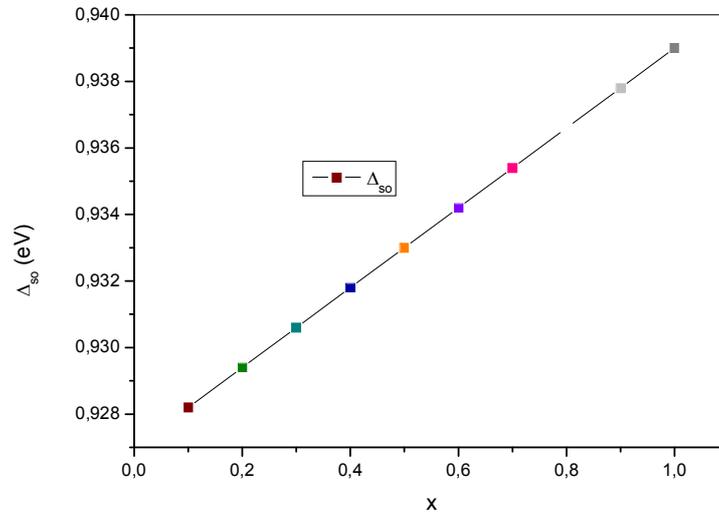


Figure I-12: Energie spin-orbit pour Cd_{1-x}Zn_xTe en fonction de la compositions x en Zn

I.4.6. Calcul de l'indice de réfraction

La figure suivante représente la variation de l'indice de réfraction en fonction de la composition d'alliage Zn.

$$n_{(Cd_{1-x}Zn_xTe)} = (1-x)n_{(CdTe)} + xn_{(ZnTe)} \tag{I-8}$$

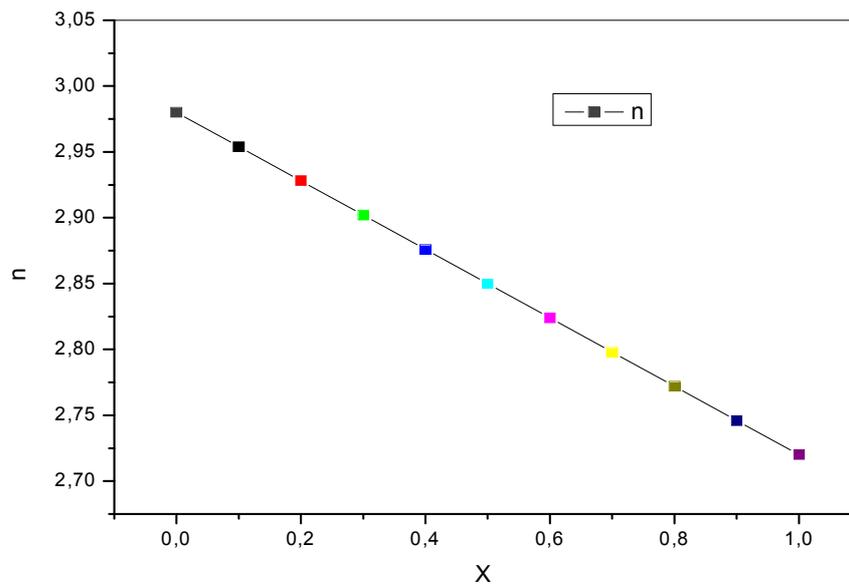


Figure I.13. Variation de l'indice de réfraction en fonction de la compositions x en Zn

I.5. Technique d'élaboration des matériaux II-VI

Pour fabriquer un dispositif électronique et optoélectronique des matériaux II-VI, l'élaboration de la couche mince de bonne qualité est nécessaire. L'épitaxie des matériaux II-VI ternaire telle que CdZnTe et les binaires ZnTe, CdTe se fait généralement par diverses techniques physiques et chimique. Physique comme l'épitaxie par faisceau moléculaire (MBE), pulvérisation cathodique, le dépôt par laser pulsé (PLD), chimique comme l'épitaxie en phase vapeur organométallique (EPVOM).

I.5.1. Technique Physique

I.5.1.1. Epitaxie par jet moléculaire (EjM) MBE

On l'appelle aussi la technique de dépôt à trois températures. Cette technique a pris naissance en 1960 aux Etats-Unis. La description de cette technique et de l'appareillage qu'elle met en œuvre a fait l'objet de plusieurs revues [7-9]. Nous nous contenterons d'aborder brièvement les aspects les plus importants. Le bâti d'épitaxie employé est un système commercial Riber 32P équipé d'un module de transfert "Modutrac" qui permet de préserver l'environnement ultravide de la chambre de croissance. Ce bâti principal, dédié aux II-VI, est relié par ultravide à un bâti III-V qui nous a servi à la préparation des substrats GaAs. Cette méthode de croissance consiste à faire interagir avec la surface d'un substrat des jets d'atomes ou de molécules obtenus par sublimation de sources solides des éléments II et VI chauffés dans des creusets portés aux températures T_{II} et T_{VI} . En cours de croissance, les molécules ou les atomes sont tout d'abord adsorbés à la surface, puis diffusent afin de se placer sur les sites les plus favorables, ou se nucléés avec d'autres atomes présents à la surface du cristal. Enfin, les espèces non incorporées dans le réseau cristallin subissent une désorption thermique. Ces aspects cinétiques de la croissance épitaxiale par jets moléculaires ont été largement étudiés [10,11]. Les traits caractéristiques de cette technique de croissance, peuvent être résumés comme suit:

- ✓ Une température de croissance relativement basse, qui permet d'éviter les phénomènes d'inter diffusion en volume au cours de la croissance.
- ✓ Une faible vitesse de croissance qui permet un contrôle précis de l'épaisseur des couches déposées à l'échelle de la monocouche.
- ✓ Le flux de chacun des éléments peut être occulté en une fraction de seconde par un cache individuel sur le trajet du jet moléculaire correspondant. Ce qui permet à priori la

réalisation d'interfaces extrêmement abruptes. Pour certains systèmes de matériaux, la raideur ultime de l'interface n'est en fait pas limitée par cet aspect technique de contrôle des épaisseurs et des compositions mais par des effets plus fondamentaux comme la ségrégation aux interfaces de l'un des éléments. Les flux émis par les cellules Knudsen [12] sont mesurés par une jauge Bayart-Alpert placée dans la position qu'occupe le porte-échantillon en cours de croissance.

- ✓ Un environnement ultra-vide (10^{-10} Torr) pour une grande pureté des échantillons élaborés et qui permet la mise en œuvre de méthodes de contrôle in-situ:
- ❖ **Un analyseur de gaz à sonde quadripolaire (QUAD):** permettant l'analyse des gaz résiduels jusqu'à la masse 200. Il est principalement utilisé pour la vérification de la qualité du vide au sein de l'enceinte et pour la recherche de fuites par test à l'Hélium.
- ❖ **Un canon à électrons de haute énergie (30 KeV - diamètre du faisceau $100\mu\text{m}$)** permettant d'observer, à tout instant sur un écran fluorescent, la figure de diffraction sur la surface en cours de croissance d'un faisceau d'électrons rasant. Cette technique appelée RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction) [13] est un outil important dans l'évaluation in-situ du dépôt.

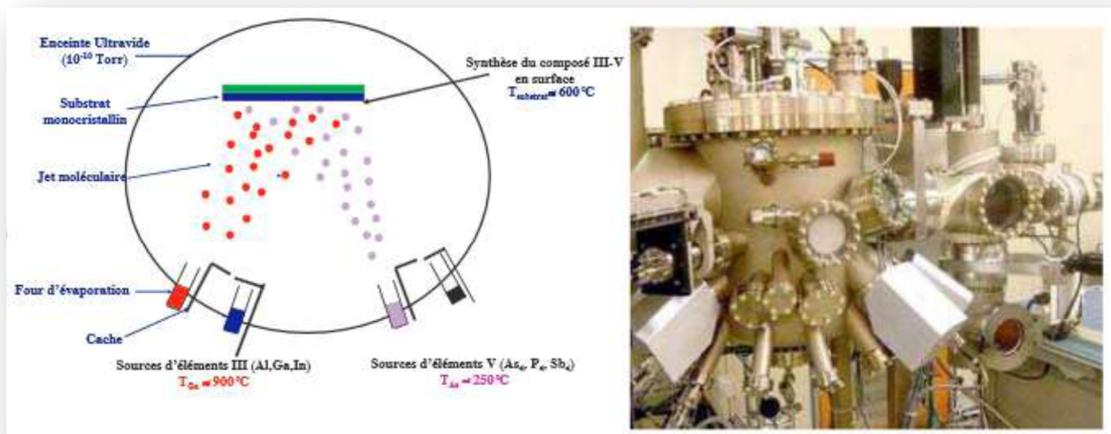


Figure I-14: Schéma de principe et le bâti d'épitaxie par jet moléculaire [14].

I.5.1.2. L'ablation laser pulsé (PLD)

Le principe de base de la *PLD (Pulsed Laser Deposition)* est schématisé sur la figure (I.15). La technique consiste à focaliser un rayonnement laser très intense à travers le hublot d'une enceinte à vide sur la surface d'une cible massive, où le faisceau est partiellement absorbé. A partir d'une

certaine densité de puissance fournie à la cible (fluence), une quantité significative de matière est arrachée de la cible sous forme d'une vapeur dense et lumineuse (plasma) dont la forme est similaire à celle d'une plume. Le seuil de densité de puissance à partir duquel une telle plume se développe dépend du matériau cible, de sa morphologie mais aussi et surtout des caractéristiques de la source laser comme la longueur d'onde et la durée d'impulsion [15, 16].

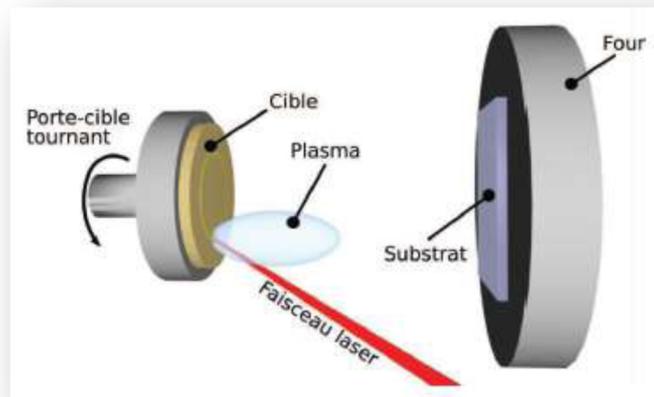


Figure I-15: Schéma du principe de l'ablation laser [16].

Le seuil d'ablation est généralement de l'ordre de 10 à 50 MW/cm² pour les lasers de type UV, pour des impulsions temporelles dans la gamme de la nanoseconde [17]. Le substrat est situé à quelques centimètres face à la cible et les particules de la plume viennent se condenser à sa surface. La croissance du film s'effectue impulsion après impulsion. Au cours du procédé de croissance, un gaz neutre ou réactif peut être introduit dans l'enceinte. Le substrat peut également être chauffé durant la croissance pour apporter de l'énergie supplémentaire aux espèces adsorbées et ainsi favoriser la cristallisation du film mince [16]. Les méthodes pulsées permettent de contrôler la vitesse de croissance du film mais et surtout la composition des matériaux évaporés qui se trouvent dans le film mince. Cette technique est congruente, ce qui permet de fabriquer des matériaux de composition complexe en couches minces. Les particules du plasma d'ablation sont très énergétiques et atteignent le substrat avec assez d'énergie pour favoriser une croissance cristalline du film, sans toutefois provoquer trop de défauts et de contraintes. Enfin, les particules de la plume sont, pour la plupart, à des niveaux d'excitations électroniques élevés favorisant ainsi l'obtention de nouveaux matériaux avec des propriétés originales, difficilement obtenus dans des conditions d'évaporation thermique.

I.5.1.3. La pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique (en anglais: *sputtering*) est une technique couramment utilisée pour le dépôt de couche de métaux purs ou d'alliages. Le phénomène de pulvérisation a été découvert en 1852 par W. R. Grove [18] où il a observé la création sur les parois d'un tube à décharge, un dépôt du métal constituant les électrodes. C'est seulement qu'aux années 50 que l'utilisation de la pulvérisation comme moyen de production de couches minces s'est concrétisée. La pulvérisation repose sur un principe simple : l'éjection d'atomes d'une cible sous l'impact d'atomes ionisés, une partie des atomes éjectés se dépose à la surface d'un substrat.

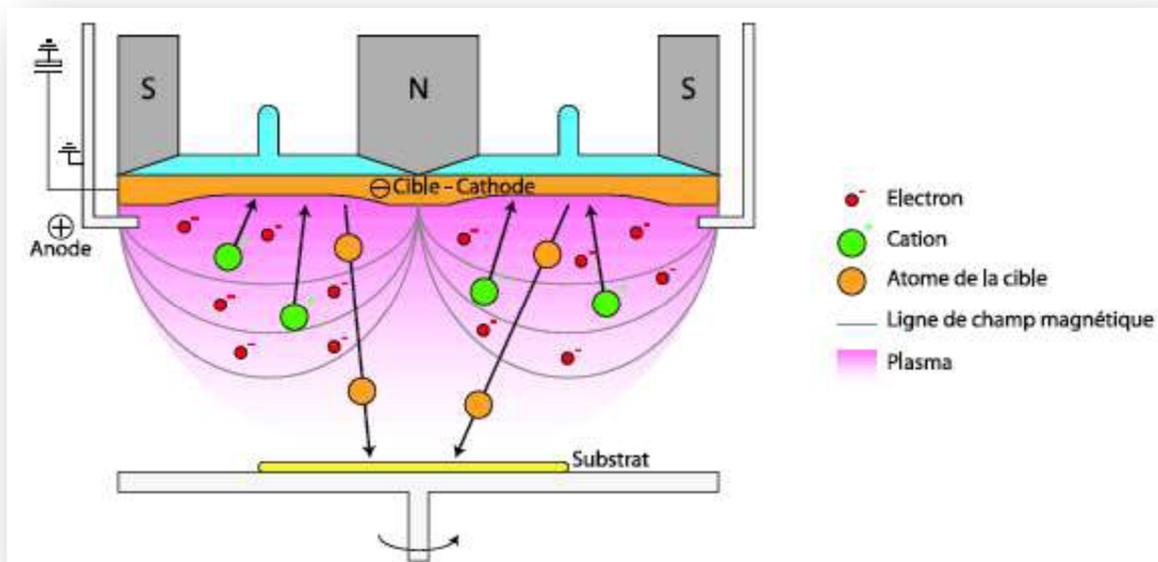


Figure I-16: Schéma du principe d'un réacteur de pulvérisation cathodique magnétron [19].

Dans cette technique, les ions proviennent d'un plasma créée par l'application d'une différence de potentiel entre deux électrodes dans un milieu gazeux. Généralement, c'est un gaz neutre, le plus souvent de l'Argon pour les raisons suivantes:

- ✚ Sa faible énergie d'ionisation « facilite l'amorçage du plasma ».
- ✚ La masse moyenne de ces atomes puisque le transfert d'énergie entre atomes lors d'une collision est maximale si les masses des atomes sont proches.
- ✚ Sa très faible réactivité chimique.
- ✚ Son faible coût.

Pour remédier aux inconvénients de la décharge DC, la cible a été équipée d'un dispositif magnétron [20, 21], constitué de deux aimants concentriques de polarités inverses. Une pièce polaire ferme le circuit magnétique d'un côté pour autoriser l'effet.

I.5.2. Techniques chimiques

I.5.2.1. Le jet pyrolyse

La technique consiste à pulvériser une solution contenant des précurseurs sur un substrat chauffé (voir la figure I.17). Les petites gouttelettes de la solution pulvérisée sont générées par un atomiseur sous la pression d'un gaz. La température du substrat est un paramètre important qui assure l'évaporation complète des solvants au niveau du substrat lors de la formation de la couche [22]. L'épaisseur de la couche dépend de la concentration des précurseurs, du volume de la solution à pulvériser et du temps de dépôt. Le dépôt peut être réalisé à l'air libre si les constituants ne sont pas nocifs [23], ou dans une enceinte dans le cas inverse [24]. Cette technique présente l'avantage d'être très simple, peu coûteuse, facile pour la préparation de couches minces avec différentes compositions, et permet surtout d'obtenir des couches de grande surface, donc elle est très sollicitée à l'échelle industrielle.

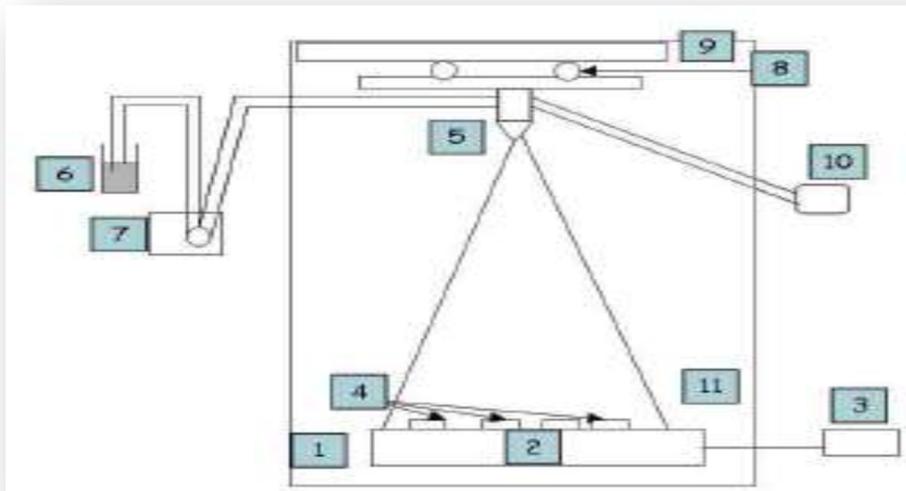


Figure I-17 : Schéma du procédé de pulvérisation : 1-Hotte aspirante, 2-Plaque chauffante, 3-Régulateur de température, 4-Substrat, 5-Gicleur, 6-Solution, 7-Pompe doseuse, 8-Système d'entraînement, 9-Moteur d'entraînement, 10-Pompe à air, 11-Thermocouple de contrôle [25].

I.5.2.2. Epitaxie en phase vapeur organométalliques

Epitaxie en phase vapeur organométallique (EPVOM), appelée aussi dépôt chimique en phase vapeur d'organométallique (MOCVD). Son principe repose sur un dépôt chimique en phase vapeur, à partir de la réaction de matériaux organométalliques (appelés aussi composants organiques) et des sources hybrides. Contrairement à l'épitaxie par jet moléculaire, cette croissance est purement chimique. Elle ne se produit pas dans le vide mais à partir d'une pression moyenne de 2 à 100 KPa. Ce processus permet d'obtenir une bonne qualité des couches épitaxies et offre l'avantage d'un contrôle permanent des épaisseurs déposées et de la concentration de dopant. Ainsi, les sources organométalliques sont mises dans un précurseur. L'hydrogène, généralement utilisé est introduit via le précurseur contenant le composant organométallique. Les sources vapeurs ainsi obtenues sont acheminées vers les sources hybrides où elles se combinent pour former un mélange uniforme. Le mélange est par la suite introduit dans la chambre du réacteur où se trouve le substrat. Un phénomène de catalyse produit alors la décomposition du mélange.

I.6. Avantage l'Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM)

Pourquoi l'Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM)?

- ✓ D'un point de vue environnemental, l'EJM est un procédé moins contraignant que la technique alternative d'épitaxie en phase vapeur (EPVOM). En effet, dans l'EJM, fondée sur l'ultravide, il n'y a ni emploi ni rejet de gaz toxiques tels que les hydrures.
- ✓ Les matériaux épitaxies par jets moléculaires montraient de meilleures propriétés optoélectroniques que ceux réalisés en EPVOM, ce qui laissait penser que la qualité du matériau était meilleure en EJM. On pouvait donc espérer bénéficier de cet avantage pour les dispositifs.
- ✓ Par ailleurs, la technique EPVOM est protégée par un brevet international de la société Rockwell. La technique EJM est au contraire librement exploitable.

I.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'une part, présenté les propriétés structurales et la structure de bandes des composés binaires (ZnTe, CdTe) ainsi que les différentes propriétés de leur alliage ternaire

($\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$) comme la variation d'énergie de la bande interdite, paramètre de mail, l'indice de réfraction et la variation des masses effectives en fonction de la composition d'alliage et d'autre part, nous avons expliqué les différentes techniques de croissance de ces matériaux.

Références

[1] K. Zanion, Semiconductors and Semimetals, R. K. Willardson and C. Beer, Academic Press.

- [2] HAICHOURE Amel « *Etude de Nanostructures laser à Base de ZnS / ZnSe/ ZnTe / CdZnSe /CdTe* » mémoire de magister université d'oran 2012.
- [3] S. Dehimi , , L. Dehimi, T. Asar , B. Mebarki, S. Özçelik Optik - International Journal for Light and Electron Optics Volume 135, April 2017, Pages 153–159
- [4] L. Börnstein. Semiconductors, volume III/17.B. Springer, Berlin, (1999).
- [5] Y. Zhang, W.K. Ge, M.D. Sturge, J.S. Zheng and B.X. Wu: Phys. Rev. B 47,6330 (1993).
- [6] D. J. Chadi, J. P. Walter, M. L. Cohen, Y. Petroff, and M. Balkanski. "Reflectivities and Electronic Band Structures of CdTe and HgTe". Phys. Rev. B, 5 :3058, (1972).
- [7] PLOOG K. Crystals: Growth, Properties and Applications Springer Verlag, Berlin 3, (1980).
- [8] WOOD C.E.C. Physics of Thin Films Ed. G. Hass and M.H. Francombe, Academic Press, New York, vol.II, 35, (1980).
- [9] HERMAN M.A., SITTER H. Molecular Beam Epitaxy : Fundamentals and Current Status Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-19075-9 (1989) or 2nd edition (1996).
- [10] FOXON C.T., JOYCE B.A. Fundamental Aspects of MBE Material Science 7, Chap. 1, (1981).
- [11] GAILLIARD J.P. A Thermodynamical Model of Molecular Beam Epitaxy, Application to the Growth of II-VI Semiconductors Revue Phys. Appliquée 22, 457, (1987).
- [12] KNUDSEN M. Experimental Determination of the Vapor Pressure of Mercury at 0° and Higher Temperatures Ann. d. Physik, Leipzig 29, 179, (1909).
- [13] HERMAN M.A., SITTER H. Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-19075-9 (1989) or 2nd edition (1996).
- [14] http://foton.insa-rennes.fr/documents/poster_epitaxie.pdf
- [15] E. N. Sobol, *Phase transformations and ablation in laser-treated solids*, John Wiley and Sons edition, New York, United States (1995).
- [16] Sylvain Tricot, thèse de doctorat intitulé: « *Comparaison des procédés d'ablation par faisceau laser et par faisceau d'électrons pour la croissance de couches minces* », université d'Orléans, (2008) 9.
- [17] P. Schaaf, Prog. Mater Sci. 47 (2002) 1–161.
- [18] W. R. Grove, « *On the electrochemical polarity of gases* », Philos. T. Roy. Soc. B(London), 142 (1852) 87–102..
- [19] F. M. Penning, Physica 3 (1936) 873.

[20] F. M. Penning, US Patent 2-146-025 (1939).

[21] Pascale Plantin, Thèse de doctorat intitulée : « *Dépôts multicouches Fe/W sur substrat de Fe par pulvérisation magnétron D.C* », Université d'Orléans, France (2006) 17.

[22] J. Hirunlabh, S. Suthateeranet, K. Kirtikara, Ralph D. Pynn, *Thammasat Int. J. Sc.Tech.*3 (1998) 2.

[23] Saleh Zerkout, Thèse de doctorat, Université de Constantine (2004).

[24] G. K. Wehner, *Phys. Rev.* **102** (1956) 690-704.

[25] Abdeslam DOUAYAR, thèse de doctorat intitulée: « Contribution à l'étude des propriétés structurales, optiques et électriques des couches minces de l'oxyde de zinc (ZnO) dopé (fluor, indium, aluminium et néodyme) », Université Mohammed V – Agdal, Maroc (2013) 62.

Chapitre II

Principe du laser à semi-conducteur à puits quantique

Sommaire

II.1. Introduction.....	29
II.2. Définition du laser	29
II.3. Principe du laser.....	29
II.3.1. Milieux amplificateurs	30
II.3.1.1. Absorption	31
II.3.1.2. Emission spontanée.....	31
II.3.1.3. Emission stimulée.....	31
II.3.1.4. L'inversion de population.....	32
II.3.2. Résonateur optique.....	32
II.3.3. Le Pompage.....	33
II.4. Caractéristique d'un faisceau laser.....	33
II.5. Mode de fonctionnement continu et impulsionnel.....	33
II.6. Lasers semi-conducteur (Diode laser).....	34
II.6.1. Double hétéro structure.	35
II.6.2. Diode laser à puits quantique	36
II.6.2.1 Structure SCH (<i>Separate Confinement Heterostructure</i>).....	40
II.6.2.2 Structure GRIN-SCH (<i>Graded Index –SCH</i>).....	40
II.6.3 Laser à puits quantique multiple	40
II.7. Diversification des diodes Laser à puits quantique.....	41
II.7.1. Diodes lasers à émission par la tranche.....	41
II.7.1.1. La diode laser Fabry-Pérot.....	41
II.7.1.2. Diode laser DBR ET DFB.....	41
II.7.1.3. Diode laser en cavité étendue.....	42
II.7.2. Diode à émission par surface	43
II.8. Phénomène d'émission dans les lasers à puits quantique	43
II.8.1. Expressions générales des coefficients d'émission et d'absorption.....	44
II.8.2. Probabilité de transition.....	48
II.8.2.1. Formulation générale.....	48
II.8.2.2. Élément de matrice optique (cas de puits quantique).....	50
II.9. Conclusion	53
Références.....	54

II.1. Introduction

Les lasers à semi-conducteur plus particulièrement les diodes laser à puits quantique sont des composants complexes incorporant les propriétés des systèmes à deux dimensions et celles des hétéro-structures. A la base de leurs fonctionnements, se trouvent les mécanismes d'émission stimulée dans le puits qui constitue la zone active.

Dans ce chapitre, nous avons présenté des notions de base des lasers, plus particulièrement les lasers à semi-conducteur à puits quantique (Diode laser) ensuite, nous avons étudié les phénomènes d'émissions dans les lasers à puits quantique.

II.2. Définition du laser

Le mot laser est l'acronyme anglais de « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation », soit en français, amplification de lumière par émission stimulée de radiation basé sur le phénomène de l'émission stimulée, qui a été postulée par Einstein dans les années 1910. La lumière laser est intense et cohérente.

II.3. Principe du laser

Les trois principales composantes d'un laser sont les suivantes : un milieu actif et un mécanisme de pompage et un résonateur optique [1]. Le milieu actif, d'où le laser prend son nom, peut être gaz, liquide, solide amorphe, ou semi-conducteur. Un système laser peut être schématisé de la façon suivante:

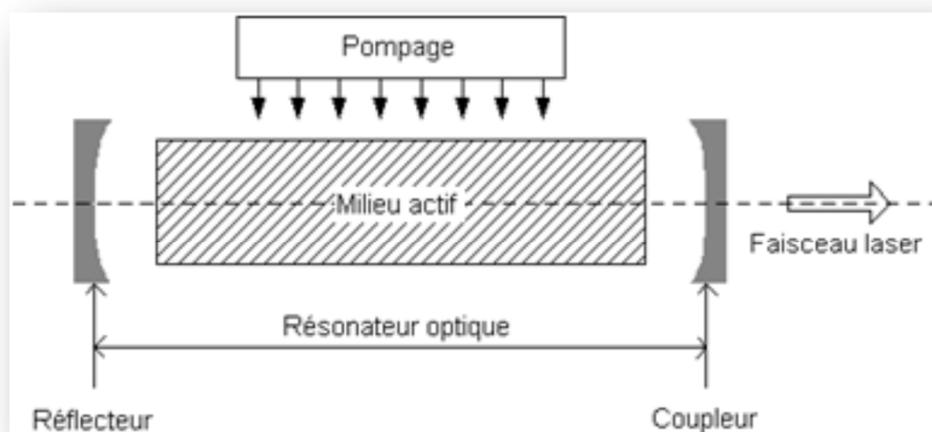


Figure II.1: Schéma d'un système laser.

II.3.1. Milieux amplificateurs

D'après le modèle de l'atome de Bohr, un atome est constitué d'un noyau positif formé par les protons et les neutrons, et d'un nuage d'électrons de charge négative sur des orbites spécifiques autour du noyau. Toutes ces trajectoires permises des électrons correspondent à des énergies discrètes, et l'ensemble des niveaux d'énergies permises constitue le schéma de niveaux de l'atome (Fig. II-2). Ces termes d'énergie E_n dépendent essentiellement de l'atome en question. Le passage d'électrons d'un niveau à un autre donne lieu aux lignes spectrales de lumière émise ou absorbée. Lors du passage d'un électron d'un niveau E_n supérieur à un niveau E_m inférieur, un photon d'énergie $h\nu = E_n - E_m$ est émis.

La largeur naturelle de ces lignes spectrales est déterminée par la relation d'incertitude de Heisenberg, qui relie la durée de vie d'un état à l'incertitude d'énergie ΔE de cet état. Il se rajoute généralement à cette largeur naturelle un élargissement dû à d'autres effets tels que l'interaction avec le réseau cristallin dans un solide, la pression dans un gaz ou le déplacement de fréquence Doppler dû à l'agitation thermique des atomes d'un gaz. Entre deux niveaux E_n et E_m trois types d'interactions différentes peuvent se produire.

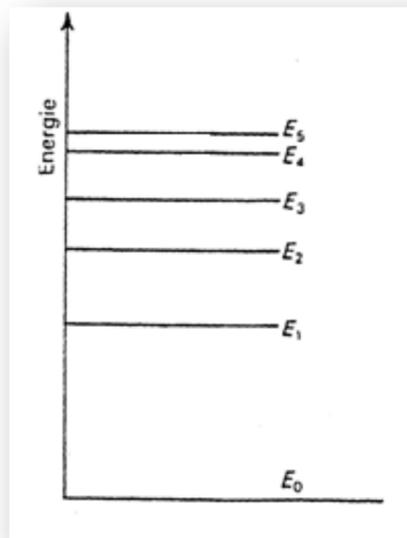


Figure II.2: Schéma de niveaux.

II.3.1.1. Absorption

Un électron du niveau inférieur E_1 absorbe un photon d'énergie $h\nu = (E_2 - E_1)$ et passe au niveau supérieur E_2 .

II.3.1.2. Emission spontanée

Un électron du niveau supérieur E_2 passe spontanément au niveau inférieur E_1 en émettant un photon d'énergie $h\nu = (E_2 - E_1)$.

II.3.1.3. Emission stimulée

La lumière incidente de fréquence force le passage d'un électron du niveau supérieur au niveau inférieur et l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = (E_2 - E_1)$. L'absorption et l'émission stimulées sont des interactions cohérentes. En effet, pour les deux phénomènes l'échange d'énergie correspond à une onde partielle en relation de phase bien déterminée avec l'onde primaire. L'émission spontanée, par contre, est un processus incohérent car indépendant du champ de radiation environnant et statistiquement indépendant d'un atome à l'autre. Dans les sources de lumière thermique (lampes à incandescence, lampes à arc, etc.), c'est l'émission spontanée qui livre la partie prépondérante de l'émission qui est donc incohérente.

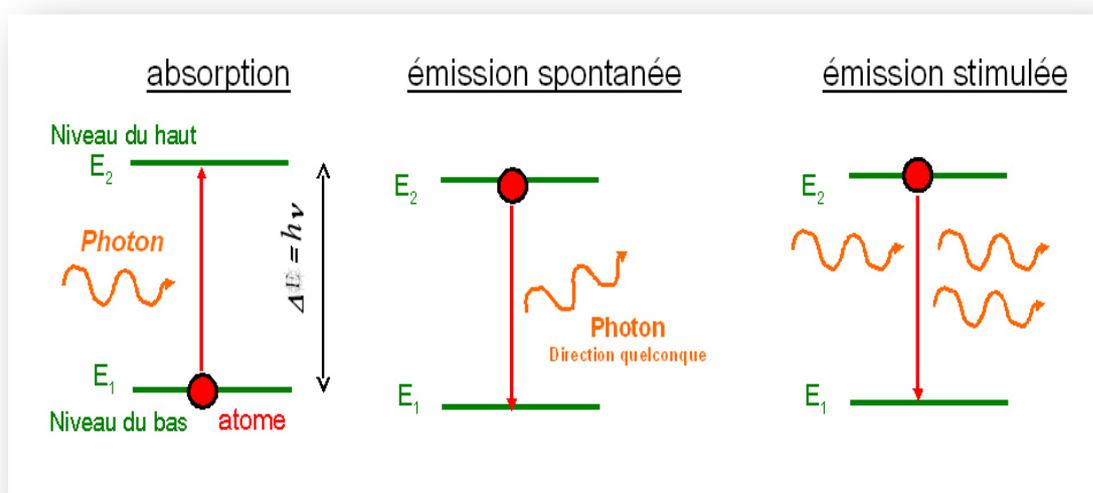


Figure II.3: Absorption, émission spontanée et émission stimulée

II.3.1.4. L'inversion de population

On a vu que l'émission stimulée d'un atome ou d'une molécule produit un nouveau photon qui a exactement la même fréquence, phase et direction que le photon incident ; dans un laser, cela se fait à grande échelle, sur un très grand nombre d'atomes ou molécules identiques. C'est pourquoi un laser a la particularité d'émettre une onde lumineuse intense dont la direction, la fréquence et la phase sont très bien déterminées. Il s'agit d'une lumière dite cohérente, contrairement par exemple à celle émise par une ampoule à filament, qui émet de nombreuses ondes de fréquences et phases diverses et ce dans toutes les directions. Mais pour obtenir un effet d'émission stimulée sur un grand nombre d'atomes ou molécules, il faut fournir de l'énergie au milieu matériel afin que ses atomes ou molécules soient pour la plupart dans un niveau d'énergie excité E_2 , et non dans leur niveau fondamental E_1 . C'est ce qu'on appelle effectuer une inversion de population, car à l'équilibre thermodynamique la majorité des atomes se trouvent au contraire dans l'état d'énergie le plus bas (plus précisément, le rapport des populations des niveaux E_2 et E_1 vaut, à l'équilibre thermodynamique à la température absolue [1]).

Le mécanisme précis aboutissant à l'inversion de population fait intervenir un ou plusieurs niveaux d'énergie intermédiaires entre E_1 et E_2 (ce n'est pas possible s'il n'y a que ces deux niveaux).

De plus, le niveau excité E_2 doit être suffisamment stable pour que l'émission spontanée ne se produise pas trop rapidement; autrement, celle-ci devancerait l'émission stimulée et l'on n'obtiendrait pas une onde lumineuse cohérente.

II.3.2. Résonateur optique

Le résonateur est constitué de deux miroirs parallèles entre lesquels est placé le milieu actif. Le premier miroir, le réflecteur, est totalement réfléchissant alors que le second, le coupleur, est semi-transparent. Il permet ainsi à la lumière de sortir de la cavité, le résonateur contribue en grande partie à l'amplification de la lumière dans le laser. Les photons en étant réfléchis par les miroirs, peuvent traverser plusieurs fois le milieu actif et provoquer l'émission stimulée d'un plus grand nombre de photons. Lorsque le processus d'amplification se produit dans le laser, on dit qu'il oscille.

II.3.3. Le Pompage

Le pompage permet d'amener une majorité des particules à l'état excité. (Il y'a ensuite accumulation d'électrons sur le niveau métastable, c'est l'inversion de population. Celle-ci favorise l'émission stimulée [2, 3].

II.4. Caractéristique d'un faisceau laser

La lumière laser ainsi produite aura les caractéristiques suivantes du fait de sa production par émission:

- Mono chromaticité (mêmes longueurs d'onde).
- Cohérence spatiale et temporelle (deux photons oscillent en même temps de la même manière).
- Directivité (le faisceau unidirectionnel)
- Faible divergence.

II.5. Mode de fonctionnement continu et impulsionnel

Un laser donné fonctionnera en mode continu ou par impulsions en fonction de la nature, il existe deux types:

- La possibilité offerte par lasers de fournir l'énergie lumineuse sous forme d'impulsions brèves, tout en conservant une puissance moyenne à peu près constante. Permet d'atteindre des puissances instantanées très élevées, et donc de très grands champs électriques [4].
- Les lasers peuvent fonctionner en mode continu (leur puissance est constante).

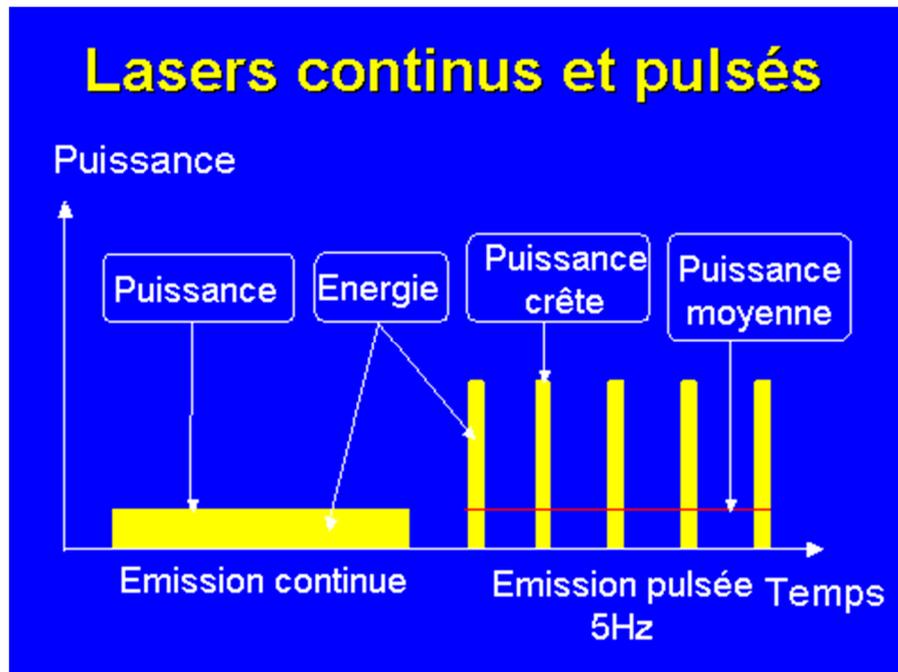


Figure II.4: Lasers continu et pulsé [4].

II.6. Lasers semi-conducteur (Diode laser)

Dans le laser à semi-conducteur ou diode laser, l'amplification de la transition d'électrons entre la bande de conduction et la bande de valence, induite artificiellement. Le milieu actif est un cristal semi-conducteur. Un laser semi-conducteur est un dispositif optoélectronique. Ce dernier est fabriqué à partir de matériaux à gaps directs pour que les paires électrons-trous soient capables de se convertir en photons avec une grande efficacité. Dans le laser à semi-conducteur:

- ✚ Le pompage est assuré par l'injection des porteurs à travers une jonction p-n polarisée en direct.
- ✚ Le milieu amplificateur est le semi-conducteur ou a réalisé une inversion de population.
- ✚ La cavité résonante est faces clivées (plans cristallins) qui limitent la zone active.

Un laser semi-conducteur se compose d'une partie centrale active. La région active se trouve dans le plan de la jonction d'une diode p-n. Si le courant d'injection dans la jonction est assez élevé, les électrons et les trous sont injectés dans et à travers la région de transition avec des concentrations importantes. En effet, on aura une grande concentration d'électrons au niveau de la bande de conduction et une grande concentration de trous au niveau de la bande de valence. Si cette population est assez élevée, la condition d'inversion de population est alors réalisée et par

conséquent la zone de la jonction où ce phénomène se produit est appelée région d'inversion. Un laser semi-conducteur se caractérise par une grande facilité de modulation. En ce qui concerne la longueur d'onde du rayonnement émis, tout le spectre visible et proche infrarouge peut être couvert par la réalisation d'alliage de composés III-V et II-VI.

II.6.1. Double hétéro structure.

Afin d'obtenir un maximum de recombinaisons électrons-trous, il est nécessaire de confiner les porteurs au cœur de la zone active. En effet, seule une portion η_i (rendement quantique interne) du courant de polarisation va participer à l'inversion de population de la zone active. Ainsi, pour augmenter ce rendement quantique interne, il est nécessaire de diminuer l'épaisseur de la bande interdite de la zone active pour qu'elle soit inférieure à celle des matériaux qui l'entoure (Figure II.5.a). L'utilisation d'une double hétéro-structure, c'est à dire des matériaux différents d'une couche à l'autre, avec une zone dopée de type p, une zone centrale intrinsèque et une troisième zone dopée de type n, permet de satisfaire ces conditions. Cette structure favorise alors, lorsque l'on injecte un courant de polarisation, un acheminement des électrons par la zone N et des trous par la zone P vers une zone active non dopée où le nombre d'électrons (N) est égal au nombre de trous (H). Or, ce confinement n'est pas sélectif pour les porteurs, ceci implique plusieurs longueurs d'onde d'émission possibles et des transitions non radiatives [5]. Tous ces phénomènes seront explicités dans la suite lors de l'établissement de l'équation d'évolution des porteurs. D'autre part, la double hétéro-structure permet de confiner l'onde optique dans la couche active pour favoriser le couplage des photons et des porteurs à l'origine de l'émission stimulée. En effet, comme l'indique la Figure (II.5.b), l'indice optique de la zone active (band gap plus petit) est plus élevé que celui de la zone de confinement, l'onde optique est alors piégée dans la zone active.

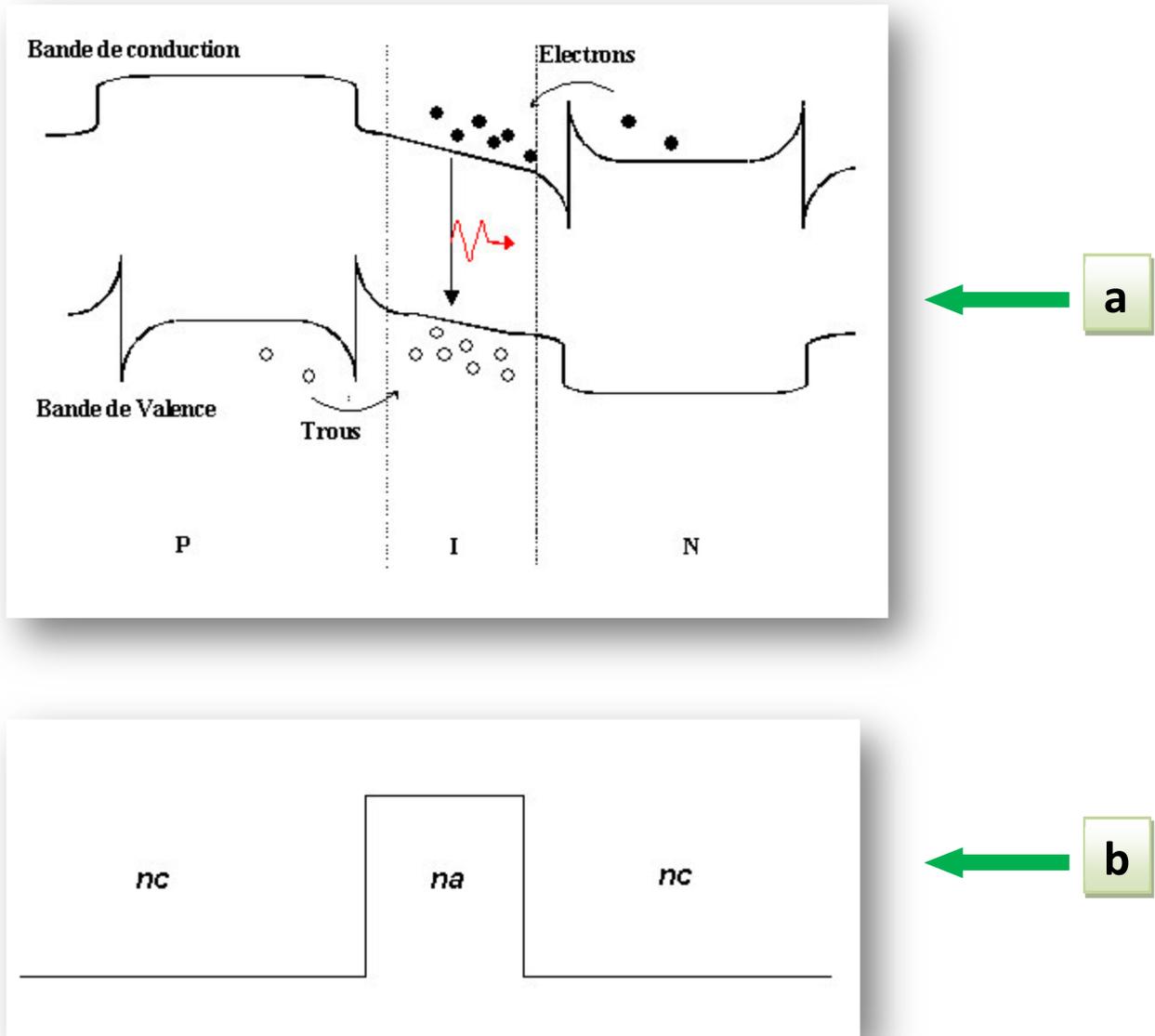


Figure II.5: Schéma d'un double hétéro-structure, a) diagramme de bande sous une polarisation directe. b) variation d'indice de réfraction.

II.6.2. Diode laser à puits quantique

Depuis les années 70, les progrès techniques de la microélectronique ont permis la diminution des épaisseurs de couches d'hétéro-structures pour atteindre des dimensions quantiques. Dans le cas des diodes laser, la réduction d'épaisseur de la zone active a eu certaines conséquences comme la réduction du courant de seuil. La double hétéro-structure présentée sur la Figure I.5 peut alors être de taille si réduite que les électrons et les trous verront les discontinuités respectives de la bande de conduction et de la bande de valence se comporter comme des puits quantiques en vis à vis (Figure II.6).

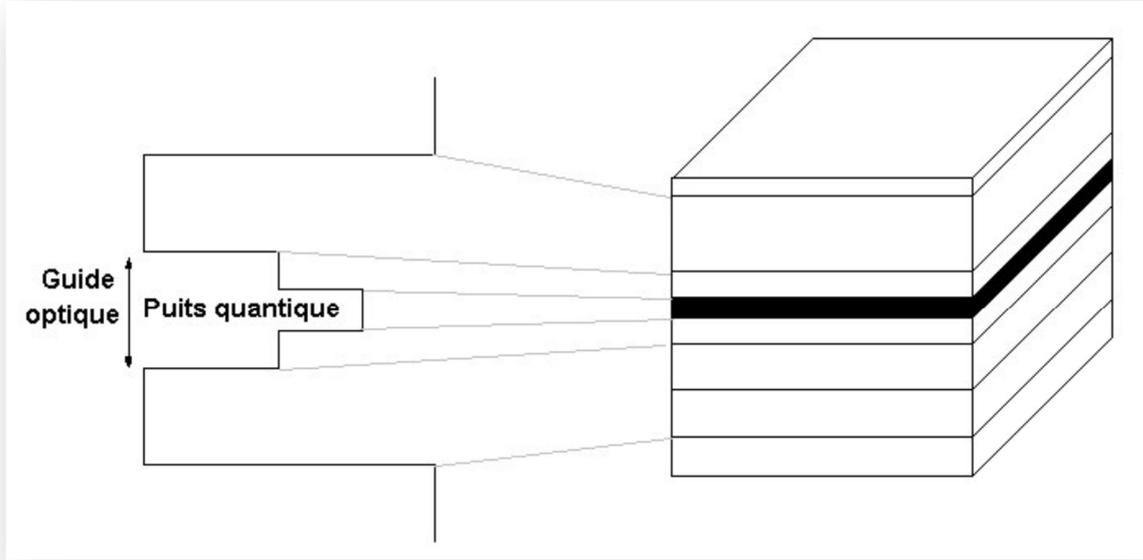


Figure II.6. Zone active d'une diode laser à puits quantique [6]

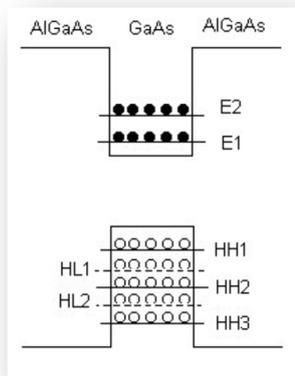


Figure II.7: Niveau d'énergie des électrons et des trous dans une zone active AlGaAs /GaAs [6]

Les porteurs piégés dans les puits quantiques se répartissent alors sur plusieurs niveaux déterminés par la résolution de l'équation de Schrödinger [7,8]. Dans une structure en AlGaAs/GaAs, les énergies des électrons peuvent être quantifiées sur 2 niveaux E_1 et E_2 dans la bande de conduction pour une certaine épaisseur. Alors que les trous se répartissent sur 5 niveaux: 3 niveaux de trous lourds HH1, HH2 et HH3 ainsi que 2 de trous légers HL1 et HL2 (Figure II.7).

Parmi les avantages des lasers à puits quantique que l'on peut changer la longueur d'onde d'émission en changeant l'épaisseur de la région active et obtenir un seuil plus bas, une stabilité

thermique accrue. Ces phénomènes sont associés au fait que les densités d'états changent, ce qui affecte les taux de recombinaison radiatives ou non radiatives.

Selon la nature de la discontinuité de bandes interdites à l'interface puits barrière, on a plusieurs types de puits quantiques :

a- Puits quantiques de type I:

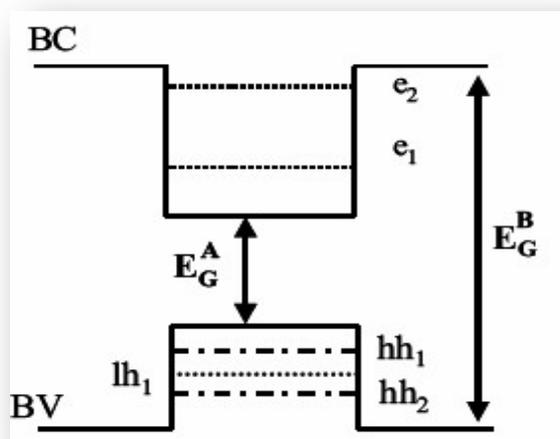
Le confinement des électrons et des trous s'effectue dans le même matériau constituant le puits, le gap de ce dernier ainsi que les énergies de confinement des porteurs déterminent les énergies des photons.

b- Puits quantiques de type II :

Dans ce type de puits, les électrons et les trous sont confinés dans deux matériaux adjacents. De ce fait, les énergies des photons dépendent des énergies de confinement des porteurs et des gaps des deux matériaux formant l'hétéro-structure.

c- Puits quantiques de type III :

ce type est un cas particulier du type-II dans lequel le bas de la bande de conduction se trouve en dessous du haut de la bande de valence.



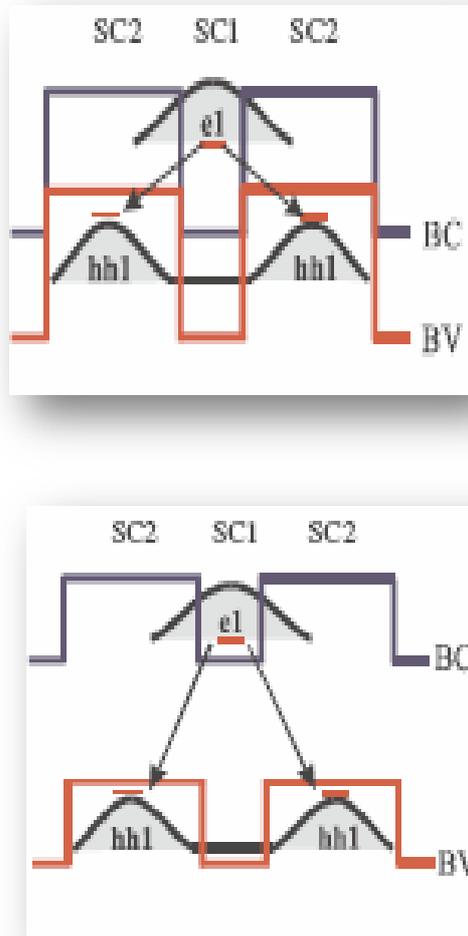


Figure. II.8: Différents types de structures à puits quantique [9].

L'un des problèmes fondamentaux du laser à puits quantique contrainte ou non contrainte est que l'interaction entre l'onde optique et les porteurs est faible en raison de la largeur du puits. Pour cela, on utilise l'effet de confinement séparé qui consiste à améliorer le confinement de photons en ajoutant de part et d'autre de la zone active un guide d'onde. Ce dernier peut être réalisé :

- ✚ Soit grâce au matériau barrière de composition constant (binaire) épitaxie sur la couche de confinement.
- ✚ Soit grâce au matériau barrière de composition graduelle épitaxie sur la couche de confinement.

II.6.2.1. Structure SCH (*Separate Confinement Hetero-structure*)

La structure se compose de deux puits quantiques imbriqués, le premier assure le confinement des porteurs et le second le confinement des photons. Parmi leurs avantages est d'augmenter le gain tout en ayant une zone active de faible épaisseur

II.6.2.2. Structure GRIN-SCH (*Graded Index -SCH*)

La structure GRIN-SCH combine une région active ultra-mince avec un guide optique à profil de gradient d'indice de part et d'autre de la région active.

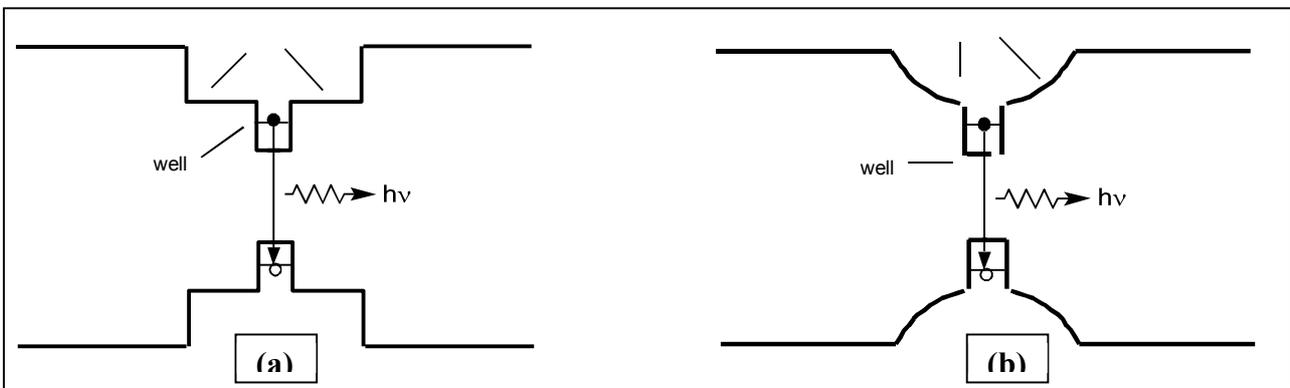


Figure II.9: Représentation schématique du profil de bande de conduction d'un laser à confinement optique de type a)- SCH, b) GRIN-SCH [9].

II.6.3 Laser à puits quantique multiple

Pour accroître le gain optique d'un laser à puits quantique unique, on a pensé à des structures où on empile plusieurs couches alternées de matériaux de gap différent, l'un pour le puits, l'autre pour la barrière. On arrive ainsi au laser à puits quantique multiple. Le nombre de puits idéal varie avec les matériaux utilisés et la structure du laser et se situe souvent entre 3 et 10 puits.

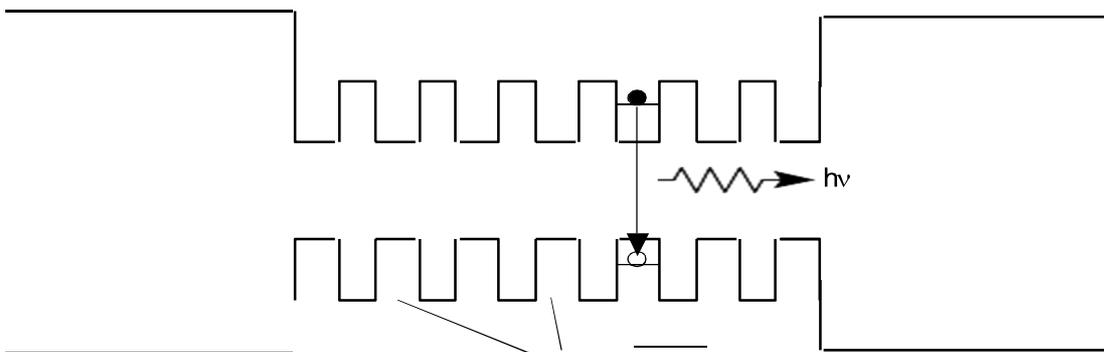


Figure II.10: Structure à multi puits quantiques de type I [9]

II.7. Diversification des diodes Laser à puits quantique**II.7.1. Diodes lasers à émission par la tranche****II.7.1.1. La diode laser Fabry-Pérot**

L'effet laser dans les semi-conducteurs, comme dans tous les lasers, est rendu possible par l'existence d'un milieu à gain et d'un résonateur optique. Dans le cas de la diode laser Fabry-Pérot, la cavité résonante est formée par les facettes clivées du bord de la structure. Le milieu à gain incorpore des puits quantiques qui diminuent drastiquement les courants de seuils de fonctionnement et augmentent l'efficacité des systèmes. En outre, les faisceaux sont limités par diffraction (monomode transverse) mais leur ellipticité impose pour la majorité des applications une anamorphose qui peut être gênante. De plus, compte tenu de la largeur du spectre de gain (10 à 20 nm), du nombre important de modes longitudinaux dans cette gamme spectrale, et en l'absence d'un quelconque contrôle spectral, ces diodes laser ne sont pas monomodes longitudinales et leur spectre s'étale typiquement sur un nanomètre [10].

II.7.1.2. Les diodes DBR et DFB

Les diodes DBR ("Distributed Bragg Reflector") et DFB ("Distributed FeedBack") sont des diodes lasers de type diodes Fabry Pérot dans lesquelles un réseau de diffraction a été gravé par modulation de l'indice de réfraction. Ce réseau de diffraction, appelé aussi miroir de Bragg, peut remplacer un des miroirs de la cavité des diodes Fabry Pérot, on parle alors de diodes DBR ; il peut également être réparti le long de la zone active de la diode laser, on parle dans ce cas de diodes DFB. Dans les deux cas, la longueur totale du miroir de Bragg et le pas du réseau sont calculés pour obtenir une réflectivité élevée à la longueur d'onde d'émission λ_0 . Le miroir de Bragg est alors un filtre spectral d'un ou de deux nanomètres de large centré sur la longueur d'onde laser d'émission désirée λ_0 qui favorise la sélection d'un seul mode longitudinal et le fonctionnement mono-fréquence du laser [11].

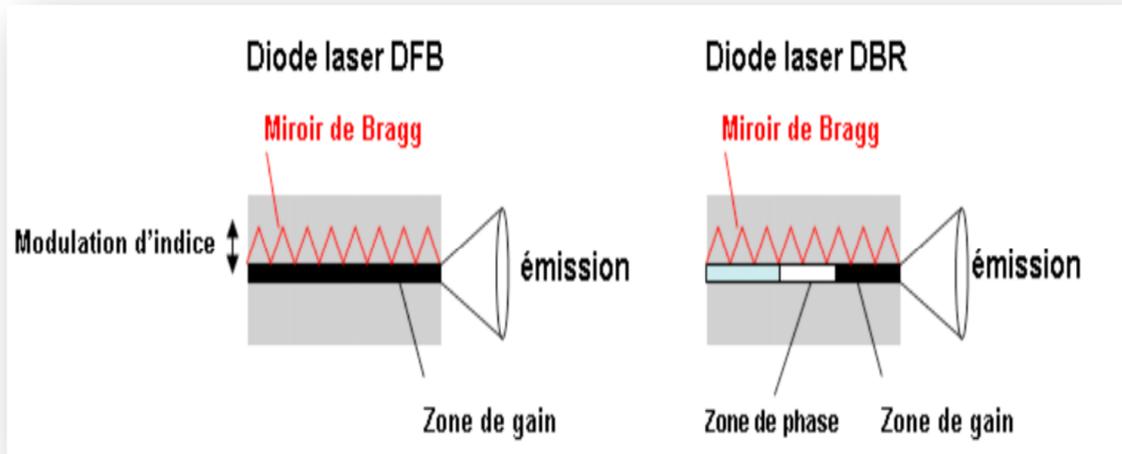


Figure II.11: Schéma de principe d'une diode DFB et d'une diode DBR [12]

II.7.1.3. Les lasers en cavité étendue

Les propriétés spectrales des lasers à semi-conducteurs sont profondément changées lorsque ceux-ci sont couplés à une cavité externe [13]. Selon les valeurs relatives de la réflectivité du semi-conducteur et de la cavité externe, et les longueurs respectives du milieu actif et de la cavité externe, le comportement mono-fréquence du laser, ses sauts de modes et sa largeur de raie ; sont profondément modifiés et contrôlés par la cavité externe [14]. D'une part, les éléments utilisés dans la cavité permettent d'obtenir une émission accordable, et, d'autre part, l'allongement de la cavité laser par rapport à celle de la diode laser seule augmente le temps de vie du photon dans la cavité et diminue ainsi la largeur de raie du laser. En pratique, de nombreuses configurations ont été proposées pour affiner le spectre l'émission d'une diode laser [15]. Un étalon ou un filtre interférentiel intra-cavité peuvent également jouer le rôle d'élément sélectif spectralement. Une solution plus récente consiste à utiliser un réseau de Bragg en volume dont la réflectivité peut être très fine spectralement ($\sim 0,2$ nm) et centrée sur une unique longueur d'onde. Cette technologie est de plus en plus utilisée pour fixer la longueur d'onde d'émission des diodes de puissance sur toute leur gamme de fonctionnement (courant d'alimentation et température de jonction).

Les lasers en cavité externe sont très couramment utilisés dans les montages optiques de physique atomique et de spectroscopie, et sont indispensables aujourd'hui pour la détection des atomes dans les horloges atomiques.

II.7.2. Diodes à émission par la surface

Dans les diodes à émission par la surface, l'émission laser se fait suivant l'axe de croissance de la structure, c'est-à-dire l'axe perpendiculaire au plan des couches épitaxiales. On parle également de laser à cavité verticale (VCSEL étant l'acronyme anglais pour "Vertical Cavity Surface Emitting Laser"). Ces lasers comportent une zone de gain de très faible épaisseur entourée de miroirs de Bragg hautement réfléchissants qui compensent le gain faible de ces structures pour assurer l'effet laser.

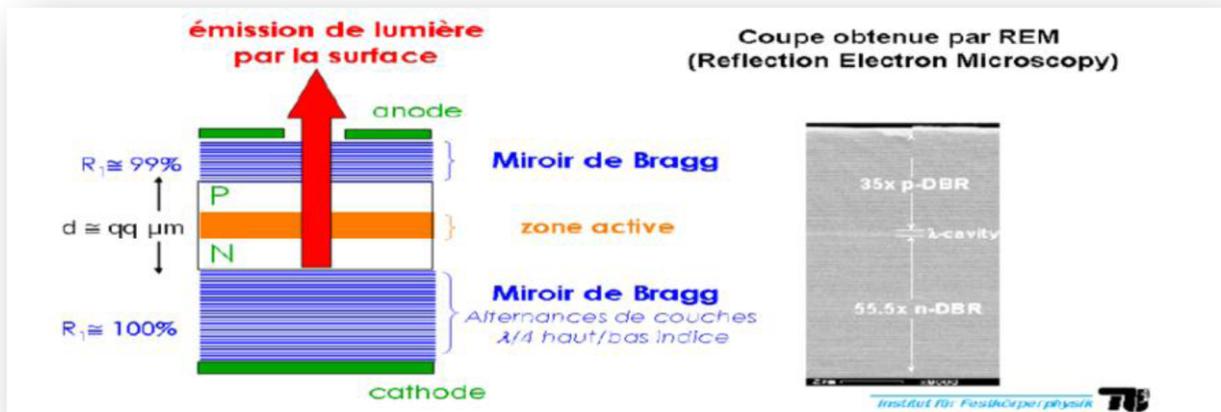


Figure II.12: Schéma de principe d'un VCSEL et photo d'un empilement [12]

Cette technologie, démontrée en 1979 au Tokyo Institute of Technology par l'équipe de K. Iga, a su bénéficier de toutes les avancées technologiques de croissance des semi-conducteurs pour en faire aujourd'hui un des composants les plus utilisés, notamment dans les télécommunications optiques courtes distances [16]. Le développement dans les années 90 de la croissance de structures par épitaxie a contribué à améliorer les performances de ces lasers composés d'un empilement de couches semi-conductrices.

II.8. Phénomène d'émission dans les lasers à puits quantique

Nous rappellerons tout d'abord les expressions générales des coefficients d'émission et d'absorption, ainsi que la formulation de la probabilité de transition. Les hypothèses et les relations ainsi établies nous permettront de déterminer le gain optique dans un puits quantique et la densité de courant de seuil engendré dans ces structures.

II.8.1. Expressions générales des coefficients d'émission et d'absorption

Si l'on considère une transition mettant en jeu un rayonnement électromagnétique entre un seul état E_1 dans la bande de valence, et un seul état E_2 dans la bande de conduction, trois situations peuvent se produire:

- ✚ Un photon d'énergie $E_2-E_1=\hbar\Omega$ est absorbé.
- ✚ Un électron dans l'état E_2 retourne de façon spontanée dans l'état E_1 . Cette transition produit un photon d'énergie E_2-E_1 .
- ✚ Un photon d'énergie $E_2-E_1= \hbar\Omega$ stimule l'émission d'un photon similaire par transition d'un électron de E_2-E_1

Ces processus dépendent des facteurs suivants:

- ✚ Probabilité que la transition ait lieu: B_{12} ou B_{21}
- ✚ Probabilité que l'état E_1 contienne un électron : f_1
- ✚ Probabilité que l'état E_2 soit vide: $(1-f_2)$
- ✚ Densité de photons d'énergie E_{21} : $P(E_{21})$

La probabilité d'occupation de l'état d'énergie E_i est donnée par la statistique de fermi-Dirac:

$$f_i = \left[1 + \exp \left\{ (E_i - F_i) / KT \right\} \right]^{-1} \quad \text{(II.1)}$$

Où F_i est le quasi-niveau de fermi pour le niveau considéré. Les taux qui régissent les transitions sont donc:

- ✓ Le taux de recombinaisons stimulées:

$$r_{21} = B_{21} \cdot f_2 \cdot (1 - f_1) \cdot P(E_{21}) \quad \text{(II.2)}$$

- ✓ Le taux de création de paire électrons- trous:

$$r_{12} = B_{12} \cdot f_1 \cdot (1 - f_2) \cdot P(E_{21}) \quad \text{(II.3)}$$

- ✓ Le taux d'émission spontanée:

$$r_{21}(\text{spon}) = A_{21} \cdot f_2 \cdot (1 - f_1) \quad \text{(II.4)}$$

Ou A_{21} est la probabilité pour que l'électron dans l'état E_2 retourner spontanément à l'état E_1
A l'équilibre thermodynamique,

$$r_{12} = r_{21} + r_{21}(\text{spont}) \quad (\text{II.5})$$

Ce qui conduit aux relations d'Einstein

$$A_{21} = \left[\frac{8 \cdot \pi \cdot n^3 \cdot E_{21}^2}{h^3 \cdot c^3} \right] \cdot r_{stim}(E_{21}) \quad (\text{II.6})$$

$$B_{21} = B_{12} \quad (\text{II.7})$$

Les quantités les plus fréquemment utilisées sont:

✓ Le taux d'émission stimulée défini par

$$r_{stim}(E_{21}) = A_{21} \cdot (f_2 - f_1) \quad (\text{II.8})$$

✓ le coefficient d'absorption défini par

$$\alpha(E_{21}) = \frac{B_{12} \cdot (f_1 - f_2)}{c/n} \quad (\text{II.9})$$

Qui est relié à la quantité précédente par la relation:

$$\alpha(E_{21}) = \frac{h^3 \cdot c^3}{8 \cdot \pi \cdot n^3 \cdot E_{21}^2} r_{stim}(E_{21}) \quad (\text{II.10})$$

Dans ces expressions, la probabilité de transition B_{21} dépend de diverses propriétés du système qui relie l'interaction de l'électron et du rayonnement électromagnétique et sa détermination nécessite un traitement par mécanique quantique.

Le taux d'émission spontané tel que défini en (II.4) qui s'exprime en fonction du coefficient d'absorption:

$$r_{spont}(E_{21}) = \frac{8 \cdot \pi \cdot n^2 \cdot E_{21}^2}{h^3 \cdot c^2 \left[\exp \left[\frac{E_{21} - (F_2 - F_1)}{kT} \right] - 1 \right]} \alpha(E_{21}) \quad (\text{II.11})$$

Dans un semi-conducteur, matériau massif ou puits quantique, les bandes ou les sous-bandes de valence et de conduction forment un continuum d'état caractérisé par des densités d'état $\rho_c(E)$ et $\rho_v(E)$. Les coefficients d'absorption et d'émission doivent donc être la somme des coefficients respectifs sur tous les niveaux d'énergie séparé par l'énergie E du photon. À partir des expressions (II.8), (II.9) et (II.10), les coefficients s'expriment donc ainsi:

✓ le taux d'émission stimulée:

$$r_{stim}(E) = R_0 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} B_{tr}(E) \cdot \varphi_c(E') \cdot \varphi_v(E'') \cdot [f_c(E') - f_v(E' - E)] \cdot dE' \quad (\text{II.12})$$

Ou,

$$E'' = E' - E \quad (\text{II.13})$$

$$R_0 = \frac{8 \cdot \pi \cdot n^3 \cdot E_{21}^2}{h^3 \cdot c^3} \quad (\text{II.14})$$

$$f_c(E') = \left[1 + \exp \left(\frac{E' - E_{FM}}{kT} \right) \right]^{-1} \quad (\text{II.15a})$$

$$f_v(E') = \left[1 + \exp \left(\frac{E' - E_{FP}}{kT} \right) \right]^{-1} \quad (\text{II.15b})$$

Et $B_{tr}(E)$ est la probabilité pour que la transition d'énergie E ait lieu.

✓ Le coefficient d'absorption:

$$\alpha(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B_{tr}}{c/n} \cdot \varphi_c(E') \cdot \varphi_v(E) \cdot \left\{ [f_v(E' - E) - f_c(E')] \right\} \cdot dE' \quad (\text{II.16})$$

✓ Le taux d'émission spontanée:

$$r_{spont}(E) = R_0 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} B_{tr}(E) \cdot \varphi_c(E') \cdot \varphi_v(E' - E) \cdot f_c(E') \cdot [1 - f_v(E' - E)] \cdot dE' \quad (\text{II.17})$$

Le taux d'émission spontanée et simulée, et le coefficient d'absorption sont reliés entre eux et la connaissance de l'un entraîne la détermination des deux autres.

Le milieu devient amplificateur de photons lorsque 'un photon a plus de chance de créer une recombinaison par émission stimulée que de créer un pair électron-trou. cela signifie que le terme $R_{stim}(E)$ devient positif ceci est vérifié lorsque:

$$E_{FN} - E_{FP} > E \tag{II.18}$$

Qui est la condition de Bernard et Durrafourg.

La quantité $g(E)=\alpha(E)$ qui nous intéresse particulièrement est appelée gain optique du matériau et est le paramètre qui permettra de définir le seuil laser. L'expression la plus générale du gain est donc:

$$g(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n \cdot B_{sr}}{c} \cdot \varphi_c(E') \cdot \varphi_v(E) \cdot \{f_c(E') - f_v(E' - E)\} \cdot dE' \tag{II.19}$$

Ces expressions peuvent s'appliquer:

- ✚ au semi-conducteur massif. Dans ce cas, les densités d'états sont données par les expressions paraboliques habituelles:

$$\varphi_c(E) = (2\pi^2)^{-1} \cdot [2 \cdot m_n / \hbar^2]^{1.5} E^{0.5} \tag{II-20}$$

$$\varphi_v(E) = (2\pi^2)^{-1} \cdot [2 \cdot m_p / \hbar^2]^{1.5} E^{0.5} \tag{II-21}$$

- ✚ au puits quantique, la densité d'état est comme nous l'avons vu une fonction en marche d'escalier et s'exprime en fonction de la largeur L_z du puits quantique.

$$\varphi(E) = \sum_n \left(m / 2\hbar^2 L_z \right) H(E - E_n) \quad \text{avec} \tag{II-22}$$

$$H(E - E_n) = \begin{cases} 1 & \text{si } E > E_n \\ 0 & \text{si } E < E_n \end{cases}$$

La prochaine étape dans le calcul du gain est l'étude de la probabilité de transition, qui fait l'objet du paragraphe suivant.

II.8.2. Probabilité de transition

II.8.2.1. Formulation générale

Soit $\phi_i(r,t)$ et $\phi_f(r,t)$ les deux fonctions d'onde décrivant l'électron dans les états i et f . La probabilité de transition de i vers f est donnée par [17]. La règle d'or de fermi:

$$B_{if} = (2\pi / \hbar) \cdot |\langle \phi_f(r,t) | H_{int} | \phi_i(r,t) \rangle|^2 \tag{II.23}$$

Où H_{int} est l'hamiltonien d'interaction.

La quantité entre brackets est appelé élément de matrice optique et est égale au produit de la fonction d'onde de l'état initial par fonction d'onde résultant de l'application de l'hamiltonien d'interaction à l'état final.

L'hamiltonien d'interaction entre le rayonnement électromagnétique et l'électron est obtenu en remplaçant l'impulsion \vec{P} dans l'hamiltonien classique par $(\vec{P} + e\vec{A})$ qui rend compte de la perturbation apportée par le rayonnement, d'où (1):

$$H_{int} = (1/2m_0) \cdot (\vec{P} + e\vec{A})^2 + V(r) \tag{II.24}$$

Où \vec{A} est le potentiel vecteur relié au vecteur relie à la vectrice polarisation de l'onde par

$$\vec{E} = \partial \vec{A} / \partial t$$

Considérant une onde polarisée rectilignement de fréquence Ω et de vecteur de propagation q ,

$$E = \vec{E} \cdot E_0 \exp i(\Omega t - \vec{q}\vec{r}) \tag{II.25}$$

Où \vec{E} est le vecteur polarisation et E_0 est l'amplitude, le potentiel vecteur s'écrit

$$\vec{A} = \frac{-\vec{E}E_0}{1.\Omega} \left[\exp i(\Omega t - \vec{q}\vec{r}) \right] \tag{II.26}$$

Au premier ordre en \vec{A} , l'hamiltonien devient:

$$H_{int} = H_0 + \frac{e}{2m_0} [\vec{P} \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{P}] \quad (\text{II.27})$$

La perturbation $H=H_{int}+H_0$ ou H_0 est l'hamiltonien de système en l'absence du champ électromagnétique, induit les transitions de l'état initial $|\phi_i(r)\rangle$ à l'état final $|\phi_f(r)\rangle$ où

$$E_f - E_i = \hbar\Omega.$$

En remplaçant (II.26) dans (II.27) on obtient:

$$H = \frac{eE_0}{2m_0\Omega} \vec{E} \cdot \vec{P} \quad (\text{II.28})$$

Avec E_0 est déterminée à partir du calcul du flux électromagnétique et s'écrit comme suit:

$$E_0 = \left[\frac{2\hbar\Omega}{n^2 E_0} \right]^{1/2} \quad (\text{II.29})$$

En remplaçant maintenant H dans l'expression de la probabilité de transition (II.21) on obtient:

$$B_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \phi_f(r) | \exp(-i\Omega_1 t) H | \phi_i(r) \rangle|^2 \quad (\text{II.30})$$

$$B_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \phi_f(r) | H | \phi_i(r) \rangle|^2 \cdot (E_f - E_i - \hbar\Omega_1) \quad (\text{II.31})$$

Où la condition de conservation de l'énergie apparaît.

Les expressions (II.28) et (II.29) permettent d'écrire la probabilité de transition:

$$B_{if}(\hbar\Omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{m_0^2 \cdot E_0 n^2 \hbar \Omega} |M|^2 \quad (\text{II.32})$$

Où $E_f - E_i = \hbar\Omega$ est l'énergie de transition considéré et où

$$|M|^2 = \int \phi_i^*(r) \vec{E} \cdot \vec{P} \phi_f(r) d^3r \quad (\text{II.33})$$

Et l'élément de matrice optique décrit la transition.

II.8.2.2. Élément de matrice optique (cas d'un puits quantique)

Le traitement quantique du calcul de l'élément de matrice optique pour les puits quantiques, est généralement fait dans l'approximation de la fonction enveloppe comme dans le cas du semi-conducteur massif. Cependant, certaines objections peuvent être faites à cette méthode car les hypothèses associées à la validité de ce modèle notamment le caractère lentement variable de la fonction d'onde aux interfaces entre les puits et les couches latérales, ne sont pas strictement vérifiées. Toutefois, dans le cas des puits GaAs/GaAlAs, l'utilisation de cette méthode est communément admise tant que le taux d'aluminium à l'intérieur du puits reste inférieur à 0.45, valeur du point de croisement [18-19].

L'expression générale de la matrice optique est comme suit

$$|M|^2 = \overline{E} \cdot \langle u_i | \overline{P} | u_f \rangle \cdot \int f_i^* \cdot f_f d^3r \tag{II.34}$$

La règle de sélection sur la polarisation de la lumière est donnée par le terme $\langle u_i | \overline{P} \cdot \vec{E} | u_f \rangle$ de l'expression (II.32). Dans ce terme, u_i l'état initial, se situe dans la bande de valence. Or, comme nous l'avons vu, la quantification permet de lever la dégénérescence en $K=0$ de la bande de valence et il y aura lieu de considérer la bande de trous lourds, la bande de trous légers et la bande de spin-orbite. Si on analyse la symétrie du système, une direction du cristal est privilégiée et la symétrie n'est plus celle du groupe cubique comme dans le matériau massif, mais celle du groupe D_{2d} (42m). D'après la théorie des groupes [20], on obtient le tableau compatibilité suivant:

T_d	Γ_6	Γ_8	Γ_7
↓	↓	↓	↓
D_{2d}	Γ_6	$\Gamma_6 + \Gamma_7$	Γ_7

La représentation Γ_8 de la bande de valence dans le groupe T_d se décompose en deux représentations Γ_6 et Γ_7 dans le groupe D_{2d} , pour les bandes de trous lourds et de trous légers respectivement. D'autre part, l'opérateur impulsion p a pour représentation Γ_4 et Γ_5 dans ce groupe. Les règles de sélection sont ensuite déterminées par les tables de multiplication du groupe, qui amènent aux résultats suivants:

- ✚ Les transitions $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_7$, électron vers trous légers sont autorisées Pour les deux polarisations TE et TM de l'onde électromagnétique.
- ✚ Les transitions $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_6$, électron vers trous lourds sont, ne sont autorisées que pour la polarisation parallèle au plan couches, c'est-à-dire au mode TE.

D'après cette analyse, la polarisation TM n'est due qu'aux transitions électron trous légers et est donc de plus intensité que la polarisation TE, puisque la densité d'état de ces trous est plus faible.

Des résultats récents de mesure de gain [21, 22, 23] ont apporté une confirmation expérimentale de ces règles de sélection, Iwamura et al. [18] ont observé que le gain en mode TE d'une structure à puits quantique en GaAs/GaAlAs était supérieur à celui mesuré en mode TM, dans un rapport qui ne peut s'expliquer, comme les DH, uniquement par différence des réflectivité aux miroirs.

Voyons maintenant l'évaluation quantitative du dipôle de l'expression (II.33). Alors que dans les semi-conducteurs massifs, cette quantité est moyennée sur toutes les polarisations possibles de l'onde électromagnétique, dans les structure à puits quantique, il est nécessaire de faire la distinction entre la polarisation TE, pour laquelle nous avons choisi le champ électrique sur l'axe (x), et la polarisation TM pour laquelle il est sur l'axe de quantification (z).

Pour les semi-conducteurs III-V, les fonctions d'ondes de la bande de conduction ont la symétrie des fonctions atomiques $|s\rangle$, tandis que celles de bandes de valence ont symétrie des fonctions atomiques $|p\rangle$. La quantité que nous cherchons à déterminer est donc $|\langle s | \vec{E} \vec{P} | p \rangle|^2$ avec $\vec{E} = \vec{E}_x$ en mode TE et $\vec{E} = \vec{E}_z$ en mode TM. Le calcul de ce terme a été fait [24] en exprimant les orbitales $|p\rangle$ en coordonnées sphériques et intégrant sur l'angle contenu dans le plan isotrope (x,y) perpendiculaire à la direction de quantification. On obtient [25] en mode TE:

- ✓ Pour les transitions électron trous lourds

$$|M_{pq}|^2 = \frac{3}{4} |M|^2 (1 + \cos \theta)^2 \tag{II-35}$$

- ✓ Pour les transitions électron trous légers

$$|M_{pq}|^2 = \frac{1}{4} |M|^2 (1 + \cos \theta^2) + |M|^2 \sin \theta^2 \tag{II-36}$$

En mode TM :

- ✓ Pour les transitions électron trous lourds

$$|M_{pq}|^2 = \frac{3}{2}|M|^2 \sin^2 \theta \quad (\text{II-37})$$

- ✓ Pour les transitions électron trous légers

$$|M_{pq}|^2 = \frac{1}{2}|M|^2 \sin^2 \theta + 2|M|^2 \cos^2 \theta \quad (\text{II-38})$$

Ou

$$\cos^2 \theta = \frac{E_n - E_g}{E_{tr} - E_g} \quad \text{et} \quad \sin^2 \theta = \frac{E_{tr} - E_n - E_g}{E_{tr} - E_g}$$

Avec E_n l'énergie quantifiée de mouvement sur z , E_{tr} l'énergie de transition considérée et E_g l'énergie de la bande interdite, l'origine des énergies étant prise au maximum de la bande de valence du matériau massif. Le terme $|M|^2$ est le produit du terme $|M_b|^2$ et de l'intégrale de recouvrement.

Il convient d'autre part, de considérer l'intégrale de recouvrement des fonctions enveloppe dans l'expression (II-34), qui introduit la règle de sélection des k ou nous ferons maintenant distinction entre:

- 1- Le plan des couches, perpendiculaire à la direction de quantification, ou la règle de conservation des k peut ou non être observée.
- 2- La direction de quantification qui donne la règle de sélection sur le numéro de la sous-bande. Nous ne verrons ici que le système de type I relativement simple puisque les électrons et les trous se trouvent confinés spatialement dans la même région. Les fonctions enveloppes dans le puits quantique sont de parité déterminée par rapport au centre du puits. L'intégrale de recouvrement n'est non nulle que si $n+m$ est pair.

n et m étant les indices des sous bandes des états de départ et d'arrivée respectivement de façon pratique, dans le matériau GaAs/GaAlAs, les transitions $\Delta n=0$ sont beaucoup plus fortes que celle pour lesquelles Δn est pair et non nulle. Seule la transition de la première sous-bande de conduction vers la troisième sous-bande de valence a été observée en spectre d'excitation de photoluminescence à basse température [23]. Nous considérerons donc dans tous les cas que la règle $\Delta n=0$ est observée. Par conséquent, lors du calcul du gain optique dans le puits quantique

l'intégrale sur l'énergie totale deviendra une somme discrète d'intégrales sur chaque sous-bande d'énergie quantifiée d'indice n .

Nous nous intéressons à présent, à la quantité $g(E) = \alpha(E)$ définie par l'expression (II-17) et la densité du courant de seuil. En effet, ces paramètres sont les grandeurs essentielles du fonctionnement des diodes laser. Plusieurs auteurs [24-25] ont proposé une méthode de détermination du gain optique et de la densité du courant de seuil des structures à puits quantique que nous rappellerons dans le dernier chapitre.

II.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons expliqué les notions de base des lasers, plus particulièrement les lasers à semi-conducteurs à puits quantiques et leurs diversification, nous avons également étudié les phénomènes d'émission dans les lasers à puits quantique.

Références

- [1] D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé-Dhaoui, Les lasers, Dunod, 2004.
- [2] Romain Maciejko. Optoélectronique. Montréal, Presse internationale Polytechnique, 2002.
- [3] Luc Dettwiller. Les lasers et leurs applications. Paris, ellipses, 1998
- [4] Gilbert G., Alain A et Claud F, Introduction aux lasers et à l'optique quantique, ellipses ,1997
- [5] Larry A. Coldren, Scott W. Corzine. Diode laser and photonic Integrated circuit. John Wiley& Sons, 1995.
- [6] Angélique Rissons "caractérisation et modélisation optoélectronique de diode laser à cavité vertical " thèse doctorat, Ecole nationale supérieur de l'aéronautique et de l'espace, Octobre 2003
- [7] Y. BOUCHER, " propriétés optiques d'empilement multicouches de semi-conducteurs III/V GaAs /GaAlAs application à l'étude des microcavités laser à émission surfacique " 'Thèse de Physique, Université de Paris-Sud Centre D'Orsay, Orsay, Octobre 1993.
- [8] E. Rosencher, BorgeVinter. Optoélectronique. pp.354-356, pp.519-522, Masson,1998.
- [9] *SELMANE Djamel* "Modélisation et optimisation des lasers à puits quantique à base de nitrures et de matériaux II-VI utilisant des hétérostructures de l'ordre de l'Angstrom" Mémoire de Magister Université Hassiba Benbouali Chlef.
- [10] R. Agah, J. A. Pearce, A. J. Welch, and M. Motamedi, "Rate process model for arterial tissue thermal damage: implications on vessel photocoagulation," Lasers Surg. Med. 152, 176–184, (1993).
- [11]A.Klehr, H. Wenzel, O. Brox, F. Bugge, G. Erbert, T-P. Nguyen and G. Tränkle. High power DFB lasers for D1 and D2 caesium absorption spectroscopy and atomic clocks. Proc. of SPIE. 6909, 69091E, (2008).
- [12] Klouche Nawel "Etude d'une structure laser à semi-conducteur pour application dermatologique " thèse de doctorat , université d'Oran (USTO-MB), Mai 2015
- [13] Fleming M., Mooradian A. Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled SemiconductorLasers.IEEE Journal of Quantum electronics, 17, No. 1 (1981).
- [14] Lang R.Kobayashi K.External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties. IEEE Journal of Quantum Electronics. 16, No. 3. (1980)
- [15] Baillard X, Gauguet A.,Bize S., Lemonde P., Laurent P., Clairon A., Rosenbuch P. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. Optics communications 266, pp. 609-613 (2006).
- [16] Soda H., Iga K, Kitahara C ,Suhematsu Y. GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Laser. Jpn. J. App. Phys., 18, 12, pp.2329-2330 (1979).

- [17] J. Bardeen and W.H. Brattain *phys. Rev.* 74 , 230 (1948)
- [18] R.C. Miller , D.A. Kleinman , O. Munteanu and W.T.Tsang *Appl .phys .lett.* ,39, 1(1981)
- [19] C.Weisbuch , R.C. Miller , R.Dingle ,A.C.Gossard and W. Weigmann *solid state comm.* , 37, 219 (1981)
- [20] R.Dingle , W.Wiegmann and C.H.Henry *phys. Rev.Lett.* , 33, 827(1974)
- [21] R.people , K.W.Weicht , K.Alavi and A.Y.Cho *Appl . Phys. lett* .43, 118 (1983)
- [22] A.C. Gossard , W. Brown , C.L;Allyn and W. Wiegmann *J. Vac. Technol.* , 20, 694 (1982)
- [23] D.F.Welcht , G.W.Wicks and L.F.Eastman *J. Appl. Phys . Rev.*,B29, 3470 (1984)
- [24] I.M.Lisfshits and M.I.Koganov *uspekhi Fis.Nauksssr*, 91,795 (1962)
- [25] R.C.Miller , A.CGossard ,D.A. Kleinman and O.Munteanu , *phys.Rev.* ? B29, 3470 (1984)
- [26] P.Dawson , G.Duggan , H.I.Ralph , K.Woodbridge and G.W.Hooft *superlattices and Microstructures* ,1,231,(1985)
- [27] M.H. Meynadier , C.Delalande , G.Bastard , M.Voos , F.Alexandre and J.L.Lievin *phys .Rev.* , B31, 5539 (1985).
- [28] M. Asada, A. Kameyama, and Y. Suematsu, *IEEE J. Quantum Electron.* 20, 745 (1984).

Chapitre III

Calcul de l'énergie de quantification du système a puits quantique

$Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe$

Sommaire

III.1. Introduction.....	57
III.2. Hétérostructures bidimensionnelles de ZnTe/Cd _{1-x} Zn _x Te.....	57
III.2.1. Simple puits quantique «SQW».....	57
III.2.2. Double puits quantique «DQW».....	61
III.2.3. Multi-puits quantiques «MQW».....	61
III.3. Influence de la contrainte sur les structures à puits quantique.....	63
III.3.1. Calcul des décalages de bandes contraintes.....	66
III.3.2. Calcul de la bande interdite contrainte.....	69
III.4. Epaisseur critique.....	70
III.5. Les niveaux d'énergie dans la structure à puits quantiques.....	71
III.5.1. Modèle parabolique.....	71
III.6. Evolution de l'énergie de quantification en fonction de la largeur de puits.....	76
III.6.1. Influence de la composition Zn.....	76
III.7. Evolution de l'énergie de transition en fonction de la largeur de puits.....	79
III.7.1. Influence la composition Zn.....	79
III.8. Evolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur de puits.....	79
III.8.1. Influence de la composition Zn.....	79
III.9. Conclusion.....	81
Références.....	82

III.1. Introduction

Le but de ce chapitre est de traiter les différentes propriétés des hétéro-structures multicouches à base de puits quantiques de $ZnTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$, Ensuite présenter un ensemble théorique simple permettant le calcul de l'énergie de quantification d'un puits quantique contraint. Pour ce faire, nous allons discuter les effets des contraintes sur le gap et les discontinuités des bandes de valence et de conduction, puis nous allons évoquer le modèle réalisé pour le calcul des niveaux énergétiques dans un puits quantique à base de $Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe$, ce qui permet de définir les énergies des transitions radiatives.

III.2. Hétérostructures bidimensionnelles de $ZnTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$

Le puits quantique réel constitué d'une couche de semi-conducteurs de faible bande interdite d'une épaisseur satisfaisante aux conditions de quantification, pris en sandwich entre deux matériaux semi-conducteurs de bande interdite plus grande. La différence d'énergie de la bande interdite entre ces deux semi-conducteurs permet d'une part, un confinement (confinement 1D) des porteurs de charges dans le puits, et celui, des photons d'autre part. Le mouvement des électrons dans la structure est alors bi-dimensionnel.

III.2.1. Simple puits quantique « SQW »

Dans notre cas, le système $ZnTe / Cd_{1-x}Zn_xTe$ (barrière /puits) permet de réaliser des hétérostructures à puits quantiques de type I, comme c'est représenté sur la figure III.

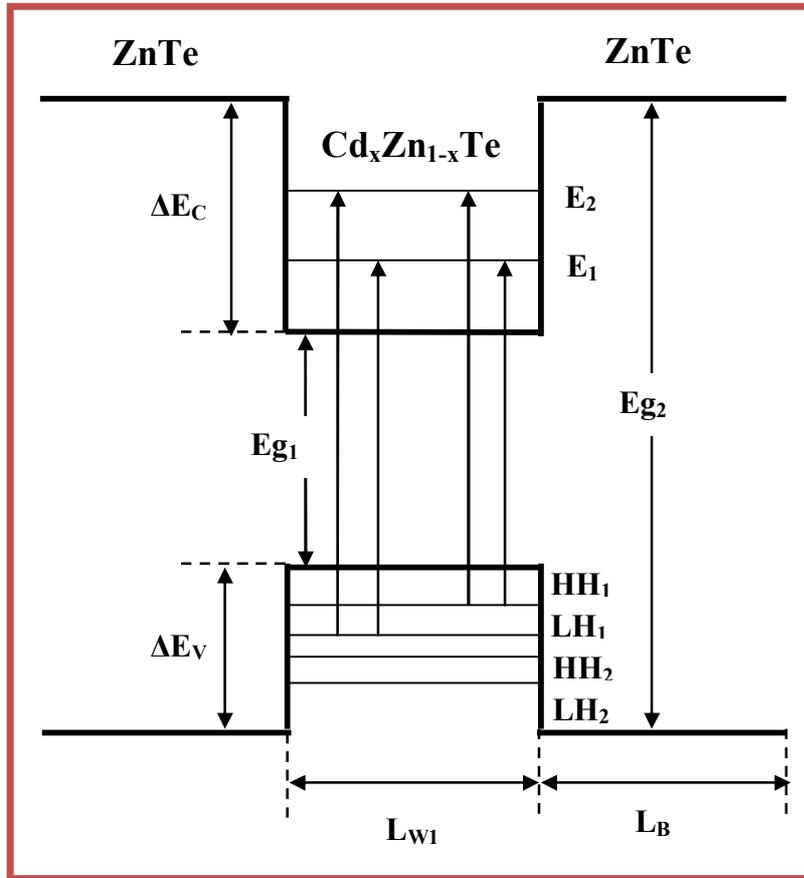


Figure III.1 : Hétérostructure à Simple Puits Quantique de ZnTe / $Cd_{1-x} Zn_xTe$.

Ce diagramme montre plusieurs transitions inter-bandes possibles (de bande de valence à bande de conduction) et en particulier les deux fondamentales: E_{e1-HH1} , E_{e1-LH1} . Ces différentes transitions sont dues au confinement quantique des électrons et des trous, qui est traduit par l'apparition de sous-bandes électriques dans la bande de conduction et de deux séries de sous-bandes de valence, de sorte que:

- E_{e1} : premier niveau de quantification pour les électrons
- E_{e2} : deuxième niveau de quantification pour les électrons
- E_{hh1} : premier niveau de quantification pour les trous lourds
- E_{lh1} : premier niveau de quantification pour les trous légers
- E_{lh2} : deuxième niveau de quantification pour les trous légers
- E_{e1-HH1} : énergie fondamentale de transition (recombinaison) électron-trous lourds
- E_{e1-LH1} : énergie fondamentale de transition (recombinaison) électron-trous légers

Nous présentons sur la figure III.2 ci-dessous, un diagramme d'énergie d'une hétéro-structure $ZnTe / Cd_{1-x} Zn_xTe$ pour une composition en Zn ($x=0.2$). Nous y voyons que les barrières sont construites par le binaire $ZnTe$ avec une large bande interdite $E_g^{(ZnTe)}=2.26$ (eV), alors que le puits de potentiel est formé par l'alliage ternaire $Cd_{1-x} Zn_xTe$ d'un gap plus petit que celui de $ZnTe$,

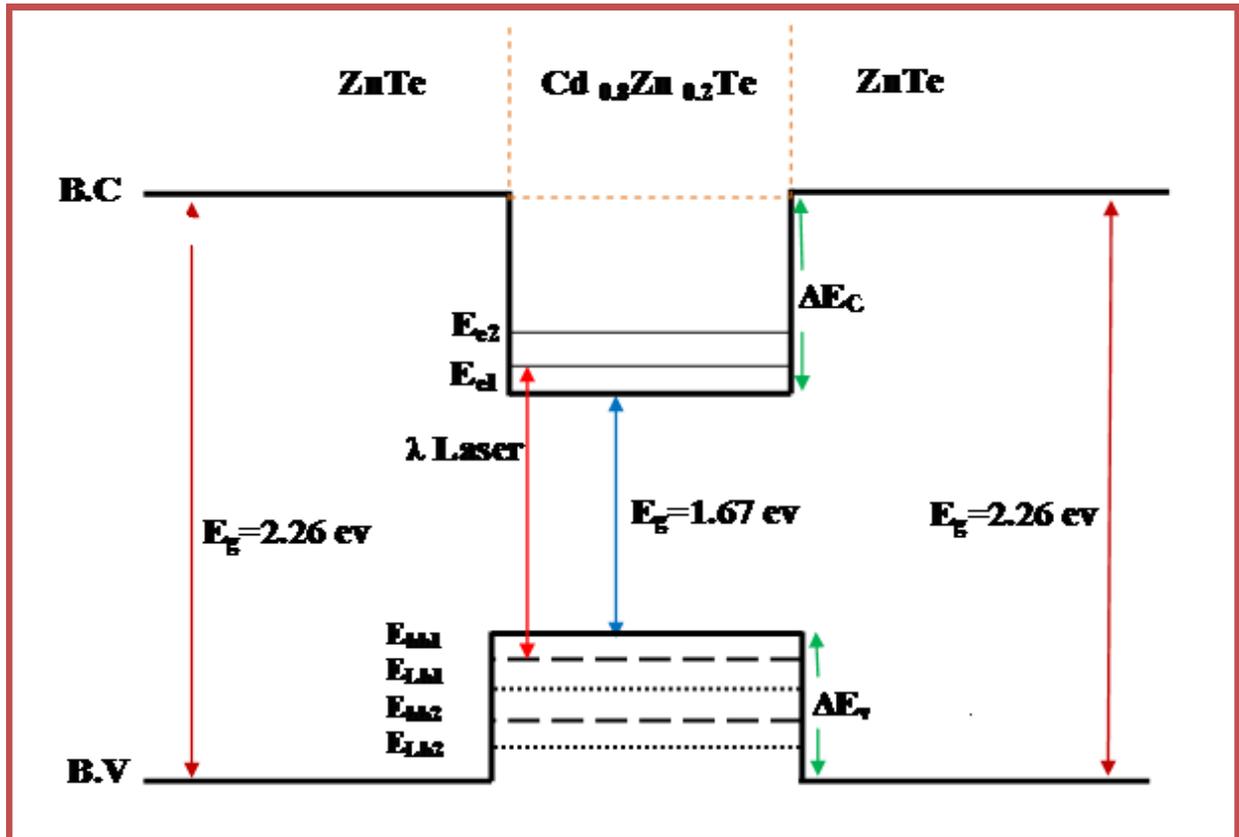


Figure III.2. Hétéro structure à Simple Puits Quantique de $Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te / ZnTe$ [1]

La différence du gap entre la barrière de $ZnTe$ et le puits de $Cd_{1-x}Zn_xTe$ est ici $\Delta E_g=0.59$ eV et se distribue entre la bande de conduction et la bande de valence de manière à obtenir une hétéro-structure de type I car l'affinité électronique de puits ($Cd_{1-x}Zn_xTe$) est supérieure à celle de la barrière ($ZnTe$). Cette hétéro-structure permet un confinement suffisant des porteurs de charge dans le puits formé par la couche de $Cd_{1-x}Zn_xTe$.

La figure III.3 présente la variation des bandes-offsets en bandes de conduction ΔE_C et en bandes de valence ΔE_V de l'hétéro-structure $ZnTe/ Cd_{1-x}Zn_xTe$, en appliquant la règle (2/3 : 1/3) [2], c'est-à-dire:

$$\Delta E_C (Cd_{1-x}Zn_xTe) = 0.67 * \Delta E_g \tag{III.1}$$

$$\Delta E_v (\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}) = 0.33 * \Delta E_g \tag{III.2}$$

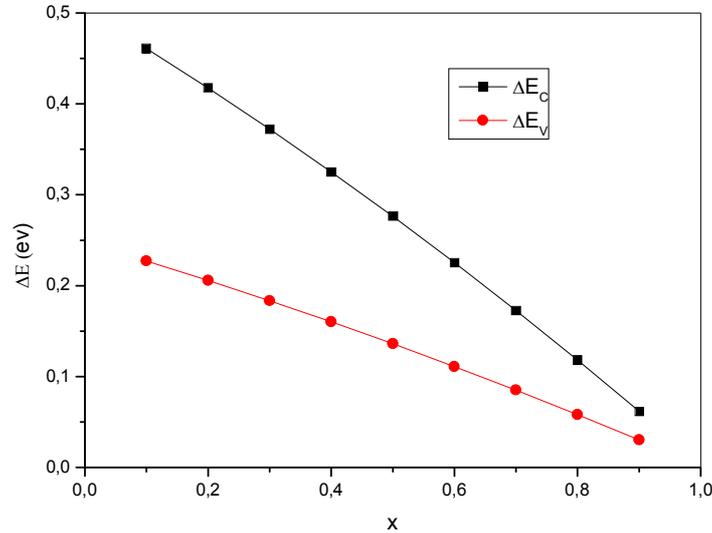


Figure III.3 : Variation des bandes-offsets ΔE_C, ΔE_V en fonction de la composition x en Zn

D’après cette variation, on observe que les bandes-offsets ΔE_C et ΔE_V, diminué rapidement avec l’augmentation de la composition du Zinc.

Dans la figure III.4, nous avons représenté, la variation en fonction de la composition x en Zn de l’affinité électronique (eχ) obtenue par l’approximation linéaire selon la loi de Végard. On constate que l’affinité électronique augmente lorsque la composition en Zn diminue.

$$e\chi^{(\text{Cd Zn Te})} = (1-x) e\chi^{(\text{CdTe})} + xe\chi^{(\text{ZnTe})}$$

$$e\chi(\text{Cd Zn Te}) = 4.28 (1-x) + 3.53x \tag{III.3}$$

Où:

$$e\chi^{(\text{ZnTe})} = 3.53$$

$$e\chi^{(\text{CdTe})} = 4.28$$

Si on remplace les affinités électroniques de ZnTe et CdTe dans l’équation (III.3) on trouve:

$$e\chi(\text{Cd Zn Te}) = 4.28 (1-x) + 3.53x$$

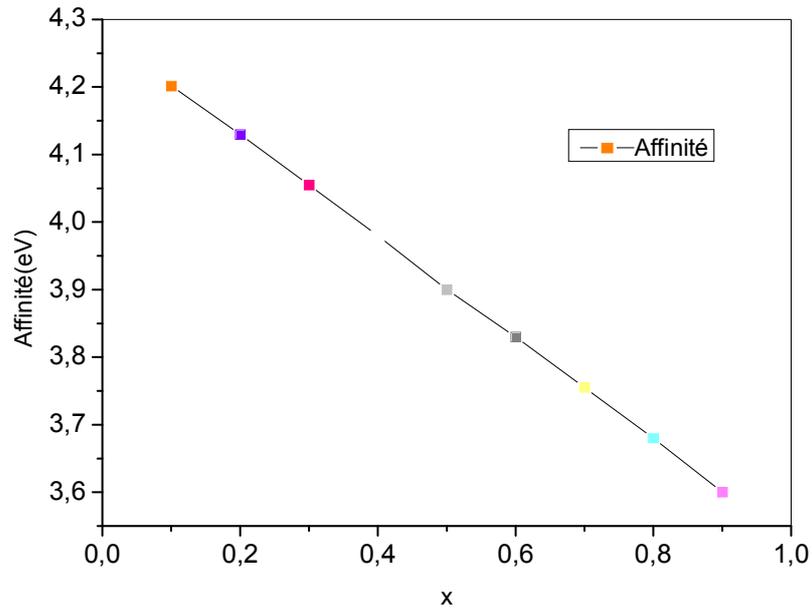


Figure III.4. Variation de l'affinité électronique en fonction de la composition en Zn.

III.2.2. Double puits quantique « DQW »

Comme nous le montrons sur la figure III.5, le double puits quantique est une structure résultant de la juxtaposition de deux puits quantique de $Cd_{1-x}Zn_xTe$, intercalés par une barrière de ZnTe.

III.2.3. Multi-puits quantiques « MQW »

Sur la figure III.6, nous avons représentés une structure à multi-puits quantiques de $ZnTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$. C'est une série de puits quantique symétrique, indépendants les uns des autres. La structure de sous-bandes dans chacun des puits est analogue à celle du simple puits quantique.

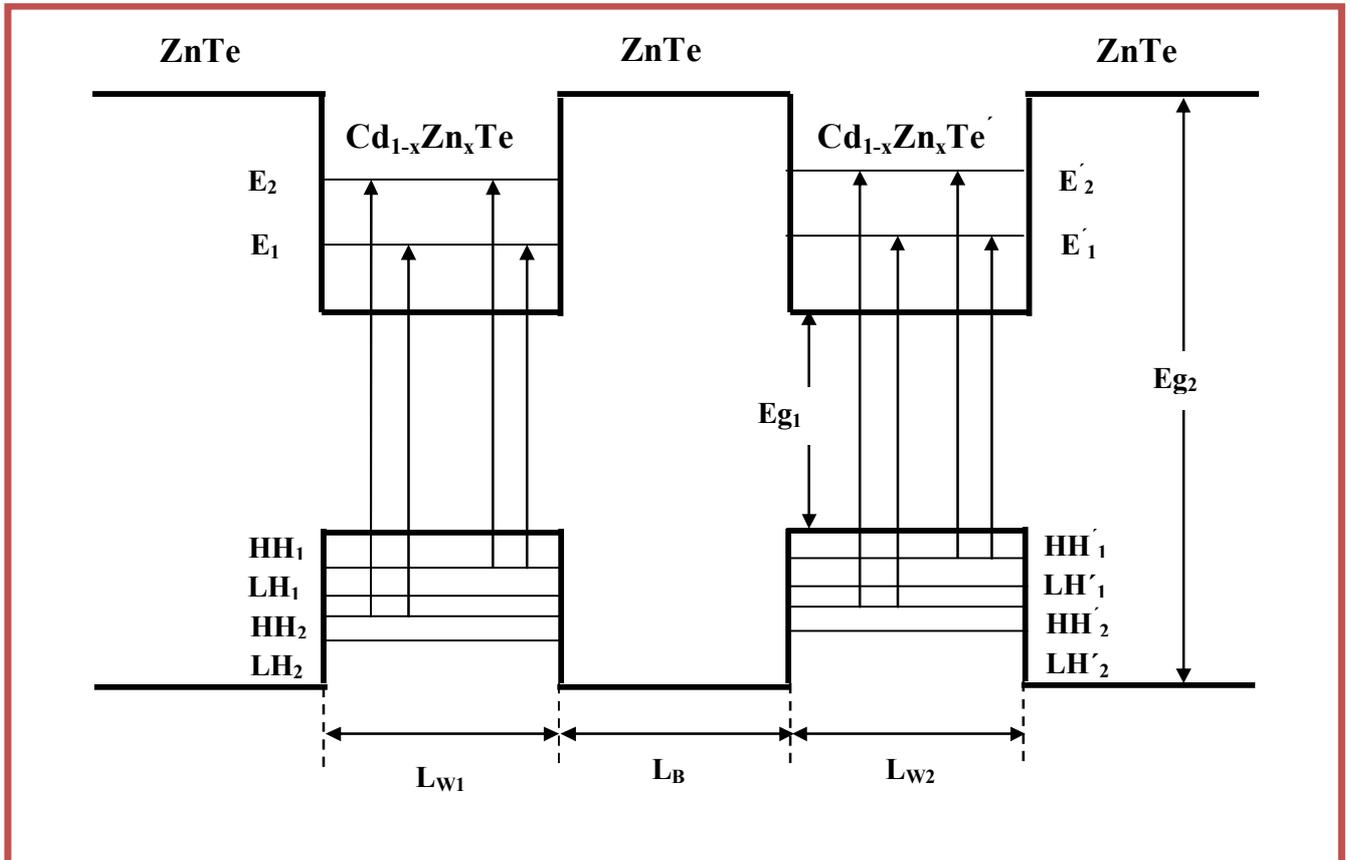


Figure III.5. Structure d'un double puits quantique de $ZnTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$.

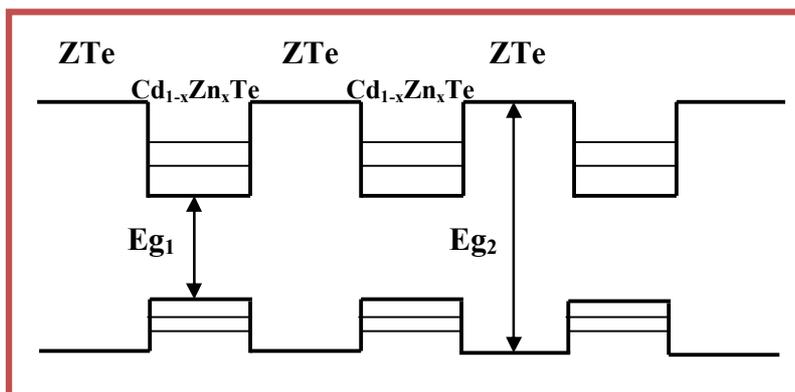


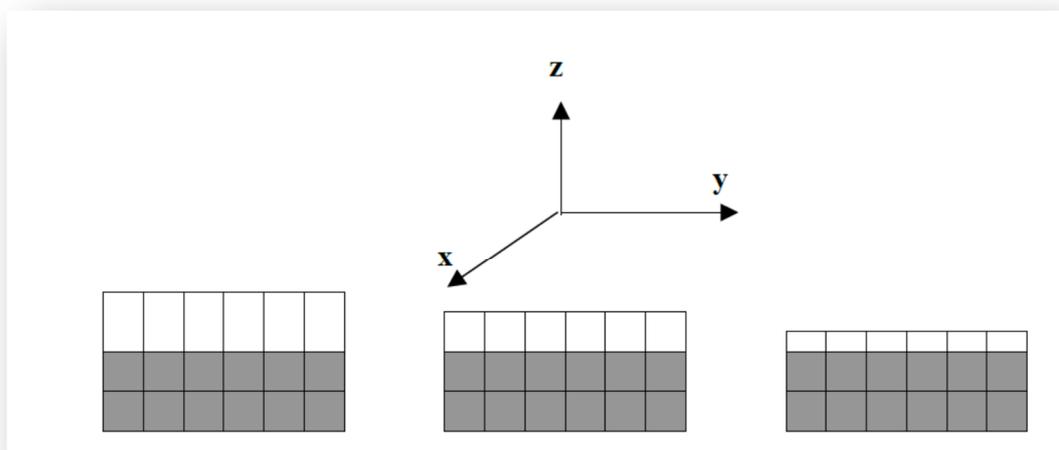
Figure III.6. Structure à multi puits quantique symétrique de $ZnTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$.

III.3. Influence de la contrainte sur les structures à puits quantique

Les matériaux dans les hétéro-structures n'ont pas forcément les mêmes paramètres de maille. Ces matériaux vont subir une déformation, ou une contrainte. Les motivations pour fabriquer des structures avec des contraintes sont:

- Ces contraintes internes ont des effets importants sur les propriétés électroniques et optoélectroniques, et peuvent être exploitées pour fabriquer des structures à haute performance.
- Généralement, la majorité des semi-conducteurs ne sont pas en accord de maille avec les substrats disponible [3].

Lors de la croissance d'une couche semi-conductrice de paramètre de maille a_c différent de celui du substrat (plus épais) a_s , c'est le matériau support qui impose son paramètre de maille dans le plan de la couche. Par conséquent, la couche épitaxiée devient le siège de contraintes en compression si ($a_c > a_s$) ou en tension si ($a_c < a_s$): entraînant ainsi une déformation tétraogonale de sa maille.



Couche en compression
 $a_c > a_s$

Couche en accord de maille

Couche en tension
 $a_c < a_s$

Figure III.7 : Différentes configurations de croissance en accord ou en désaccord de maille sur un substrat

Dans notre cas, L'épitaxie du matériau $Cd_{1-x}Zn_xTe$ sur $ZnTe$, de paramètre de maille initialement différent, provoque une contrainte sur le puits quantique. Le paramètre de maille du substrat "a" différent de celui de la couche épitaxiée " $a(x)$ ". Cette différence de maille provoque une

déformation de la couche épitaxie en compression (" $a < a(x)$ ") par des déformations biaxiales (ϵ_{zz} et ϵ_{yy}) et uniaxiale ϵ_{xx} .

Les déformations peuvent être décomposées de la manière suivante [4-6].

➤ Biaxiales dans le plan de croissance:

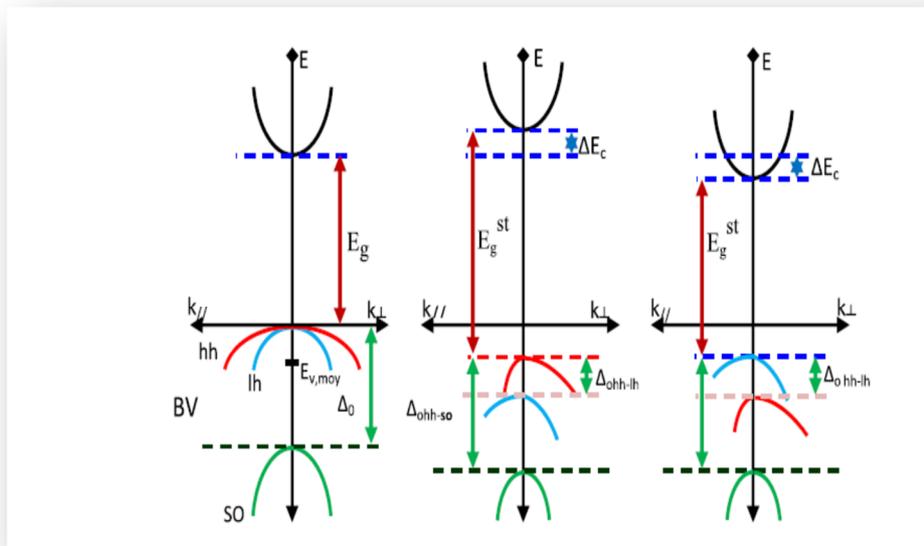
$$\epsilon = \epsilon_{zz} = \epsilon_{yy} = \frac{a}{a(x)} - 1 \tag{III.4}$$

(a) est le paramètre de maille de la barrière (ZnTe).

➤ Uniaxiale dans la direction de croissance :

$$\epsilon_{xx} = -2 \frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)} \epsilon_{yy}(x) \tag{III.5}$$

Où, $C_{11}(x)$ et $C_{12}(x)$ sont les constantes élastiques et sont obtenues par interpolation linéaire des constantes des binaires ZnTe, CdTe. Le rôle de la contrainte bi-axiale sur la structure de bandes de la couche épitaxie est schématisé sur la figure (III.8).



(a) (b) (c)
Figure. III.8. Structure de bande d'un semi-conducteur à gap directe [7].
 a) non contrainte b) en compression c) en tension

Où:

$K_{//}$, est la direction de croissance et K_{\perp} représente le plan de croissance

En l'absence de contrainte les bandes de trous lourds et trous légers sont isotropes et dégénérées au centre de la zone de brillouin, et la bande de trous spin-splittée est située à une énergie Δ_0 en dessous de ces deux bandes (Fig III.8.a) .le centre de gravité de la bande de valence

$E_{v,moy} = (E_{HH} + E_{LH} + \Delta_0)$ se trouve par conséquent à $\Delta_0/3$ au-dessous du haut de la bande de valence en $K=0$.

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

1. La composante hydrostatique, liée à la déformation selon l'axe de croissance (OZ), qui provoque un décalage du centre de gravité de la bande de valence ainsi que du centre de gravité de la bande de conduction;
2. La contrainte de cisaillement, qui lève la dégénérescence des états énergétiques des trous lourds et des trous légers en $K=0$ (typiquement d'une valeur Δ_{0hh-lh} de l'ordre de 60-80% meV pour un désaccord paramétrique de 1%.

Pour une couche soumise à une contrainte biaxiale de compression figure (III.8 .b) la composante hydrostatique augmente le gap moyen entre les bandes de conduction et de valence, alors que la composante de cisaillement rend les bandes de valence fortement anisotropes : la bande de plus haute énergie (improprement appelée bande HH) devient 'lourde' selon K_{\perp} et 'légère' selon $K_{//}$. La bande d'énergie inférieure (improprement appelée bande LH) devient elle 'légère' selon K_{\perp} , et 'lourde' selon $K_{//}$ [8].

Si la couche est soumise à une à une contrainte biaxiale de tension (fig. III.8 .C), Le gap moyen diminue et les bandes de valence sont inversées par rapport à celles d'une couche en compression, la bande de plus haute énergie (band LH) restant 'légère' selon K_{\perp} et 'lourde' selon $K_{//}$.

On a représenté sur la figure III.9, la variation de la contrainte due au désaccord de maille dans notre hétéro structure $Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe$ c'est-à-dire entre le puits $Cd_{1-x}Zn_xTe$ et la barrière $ZnTe$. Cette variation est donnée par la relation suivante:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{ZnTe} - a_{CdZnTe}}{a_{CdZnTe}} \quad \text{(III.6)}$$

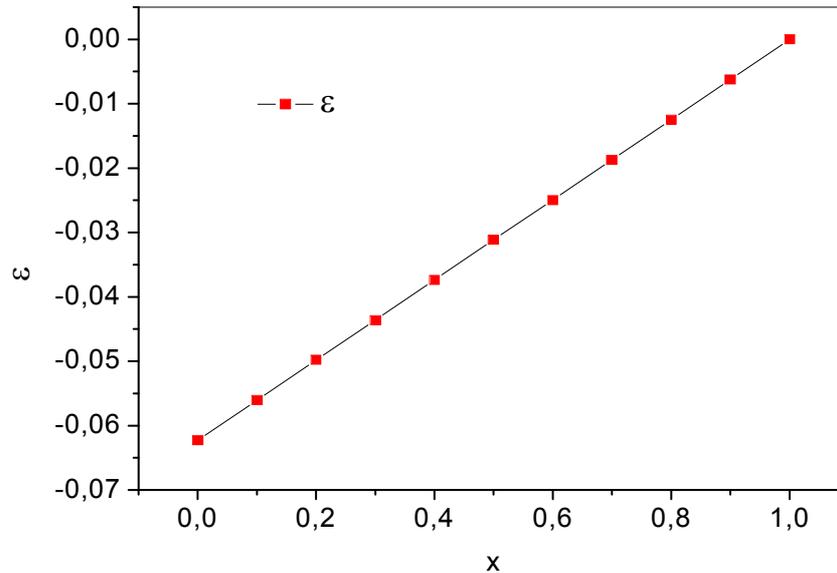


Figure III.9. Variation du désaccord de maille en fonction de la composition en zinc du $Cd_{1-x}Zn_xTe$

La Figure III.9 montre la variation du désaccord de maille en fonction de la concentration de zinc. On observe que le désaccord de maille est négatif ($\epsilon < 0$), quelle que soit la valeur de la composition Zn. Nous observons également qu'un léger désaccord de maille ($\epsilon \leq 2\%$) est obtenu pour le ternaire ($Cd_{1-x}Zn_xTe$) lorsque nous appliquons de fortes concentrations de Zn.

III.3.1. Calcul des décalages de bandes contraintes

Au cours de la croissance épitaxiale, le problème de la contrainte qui est dû au désaccord de maille entre la couche déposée et le substrat est toujours posé [9]. Le modèle de Van Walle et le formalisme de Krijin [10-15] font une description de l'effet des contraintes pour la structure des bandes. Pour la contrainte sur le long d'hétéro-structure $Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe$ à la direction [001], les décalages des bandes de valence et de conduction sont donnés par:

$$\delta E_{v,hh}(x) = a_v(x)(2\epsilon_{||} + \epsilon_{\perp}) - 0.5\delta E_{001}$$

$$\delta E_{v,hh}(x) = 2a_v(x) \varepsilon_{II} \left(1 - \frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)} \right) - 0.5 \delta E_{001} \quad (\text{III.7})$$

$$\delta E_{v,hh}(x) = 2a_v(x) \varepsilon_{II} \left(1 - \frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)} \right) - \frac{\Delta_0(x)}{2} + 0.25 \delta E_{001} + 0.5 \left[\Delta_0^2(x) + \Delta_0(x) \delta E_{001} + 2.25 (\delta E_{001})^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.8})$$

$$\delta E_{v,so}(x) = 2a_v(x) \varepsilon_{II} \left(1 - \frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)} \right) - \frac{\Delta_0(x)}{2} + 0.25 \delta E_{001} + 0.5 \left[\Delta_0^2(x) + \Delta_0(x) \delta E_{001} + 2.25 (\delta E_{001})^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.9})$$

$$\delta E_c(x) = a_c(x) (2\varepsilon_{II} + \varepsilon_{\perp}) \quad (\text{III.10})$$

$$\delta E_c(x) = 2a_c(x) \varepsilon_{II} \left(1 - \frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)} \right)$$

Dans ces équations, δE_{001} est donnée par:

$$\delta E_{001}(x) = 2b(x) (\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{II}) \quad (\text{III.11})$$

$$\delta E_{001} = -2b(x) \varepsilon_{II} \left(2 \frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)} + 1 \right)$$

Les composantes du tenseur de contrainte pour Cd_{1-x}Zn_xTe . $\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{II}$ et $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}$ sont donner par :

$$\varepsilon_{II} = \frac{a_{II}}{a} - 1 \quad (\text{III.12})$$

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{a_{\perp}}{a} - 1 = -2 \frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)} \varepsilon_{II} \quad (\text{III.13})$$

Avec a_{II} et a la constante de maille du substrat et de la couche épitaxie respectivement tandis que a_{\perp} est la constante du maille perpendiculaire dans la direction [0 0 1] donner par:

$$a_{\perp} = a \left[1 - 2 \left[\frac{C_{12}(x)}{C_{11}(x)} \right] \left[\frac{a_{II}}{a} - 1 \right] \right] \quad (\text{III.14})$$

L'indice \perp design la direction perpendiculaire à l'interface entre le substrat et la couche épitaxie. b est le potentiel de déformation de cisaillement de la bande de valence, et a_c , a_v représente le potentiel de déformation hydrostatique pour les bandes de conduction et de valence, respectivement. C_{ij} représente le coefficient d'élasticité du matériau, Ainsi le décalage des bandes de valence et de conduction compris les effets des contraintes pour hétéro- jonctions Cd_{1-x}Zn_xTe/ZnTe sont donner par:

$$\Delta E_{v,hh,lh,so}(x) = \Delta E_v^{unst}(x) + \delta E_{v,hh,lh,so}(x) \quad (\text{III.15})$$

$$\Delta E_c(x) = \Delta E_v^{unst}(x) + \Delta E_g^{unst}(x) - \delta E_c(x) \quad (\text{III.16})$$

Ou ΔE_v^{unst} représente la différence entre les énergies de la bande de valence des matériaux nom contrainte du Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe.

Ou ΔE_g^{unst} représente les différences de bande interdite, $\delta E_{v,hh,lh,so}$ et δE_c exprime le décalage des bandes valence et conduction qui due à la contrainte.

$$\delta E_{v,hh,lh,so}(x) = \Delta E_v^{hyd}(x) + \delta E_{v,hh,lh,so}^{shear}(x) \quad (\text{III.17})$$

Le premier terme est la correction hydrostatique du décalage de bande de valence et le second est celui de cisaillement.

Alors que nos ternaires ont une bande interdit direct le long de la plage de composition x , pour la bande de conduction, seule la contrainte hydrostatique agit et génère le décalage suivant :

$$\delta E_c(x) = \delta E_c^{hyd}(x) \quad (\text{III.18})$$

Nous avons représenté sur la figure III.10, les variations des décalages de bandes ΔV_c , ΔV_{hh} en fonction de x en Zn. On observe que Lorsque la composition du zinc augmente, les décalages des bandes de conduction et de valence diminuent rapidement.

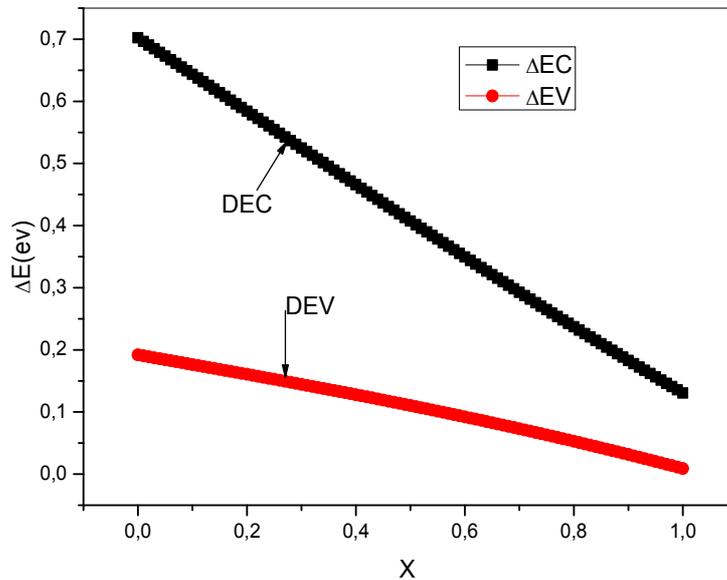


Figure III.10. Variation des décalages de bandes contraintes de Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe

III.3.2. Calcul de la bande interdite contrainte

La largeur de la bande interdite à contrainte dans le cas d'une croissance sur substrat (001) s'exprime comme suit [16]:

$$\Delta E_{gc-hh} = E_g(x) + \delta E_c(x) - \delta E_{v,hh}(x) \text{ (Pour une couche en compression)} \quad \text{(III.19)}$$

$$\Delta E_{gc-lh} = E_g(x) + \delta E_c(x) - \delta E_{v,lh}(x) \text{ (Pour une couche en tension)} \quad \text{(III.20)}$$

Où, $E_g(x)$ est la bande interdite non contrainte de Cd_{1-x}Zn_xTe.

La figure III.11 montre la variation du gap contraint et non contraint en fonction de x en Zn. On constate que dans les deux cas le gap augmente avec l'augmentation de la concentration de Zn. Le gap contraint est légèrement grand par rapport au gap non contraint.

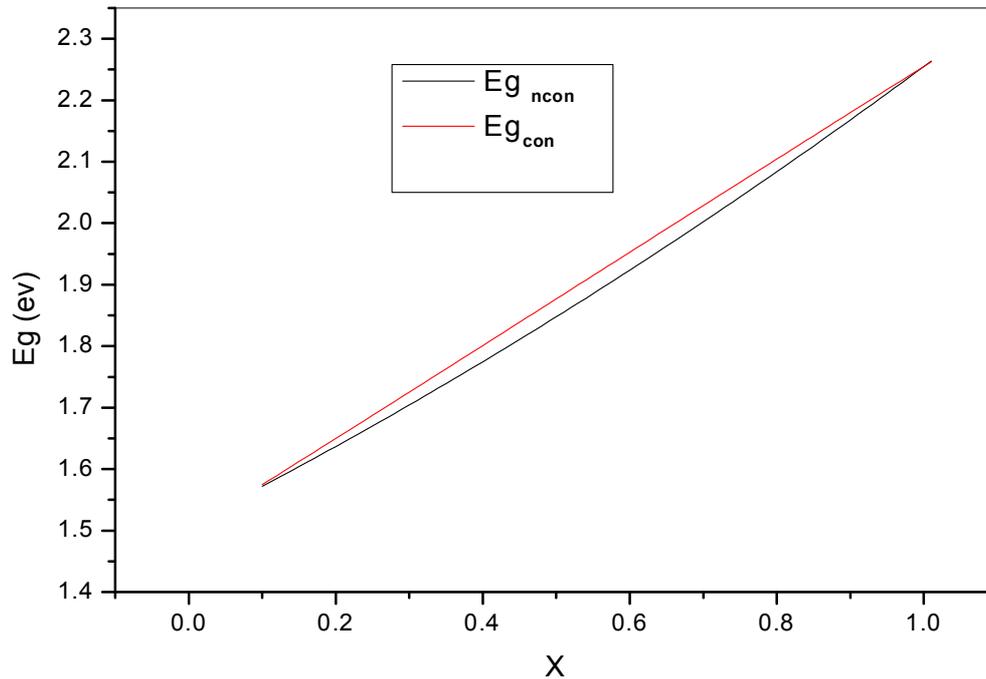


Figure III.11. Variation du gap pour Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe en fonction de x dans le cas contraint et non contraint

III.4. Epaisseur critique

L'épaisseur au-delà de laquelle il apparaît des défauts dans la couche de Cd_{1-x}Zn_xTe 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)" selon de deux modèles.

➤ Matthews et Blackeslee [17].

$$L_c(x, y) = \frac{a(x) \left[1 - 0.25 \frac{C_{11}(x)}{C_{11}(x) + C_{12}(x)} \right]}{\Pi \sqrt{2} \left| \frac{a(1,0)}{a(x)} - 1 \right| \left[1 + \frac{C_{11}(x)}{C_{11}(x) + C_{12}(x)} \right]} \left[\text{Ln} \left[\frac{L_c(x) \sqrt{2}}{a(x)} + 1 \right] \right] \quad \text{(III-21)}$$

➤ People et Bean [17].

$$L_c(x, y) = \frac{a(x) \left[1 - \frac{C_{11}(x)}{C_{11}(x) + C_{12}(x)} \right]}{32\Pi \left[\frac{a(1,0)}{a(x)} - 1 \right]^2 \sqrt{2} \left[1 + \frac{C_{11}(x)}{C_{11}(x) + C_{12}(x)} \right]} \text{Ln} \left[\frac{L_c(x) \sqrt{2}}{a(x)} \right] \quad \text{(III-22)}$$

La figure (III.12) montre l'épaisseur critique calculé selon les modèles de Matthews et People pour les puits quantiques. L'utilisation de fortes concentrations de Zn conduit à obtenir des épaisseurs critiques plus grandes ce qui permet la croissance d'un puits plus épais donc l'obtention de longueurs d'onde plus grandes.

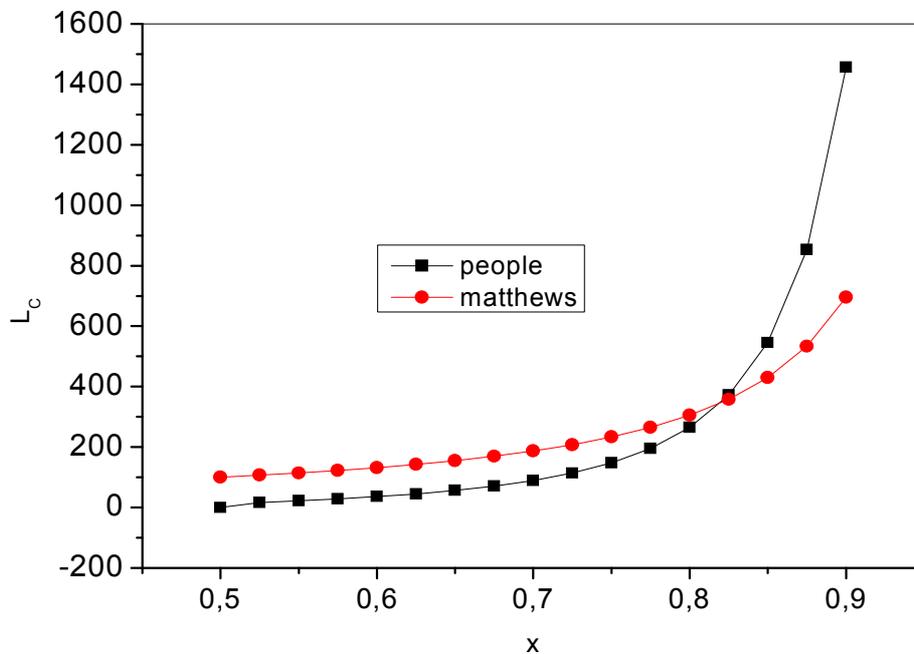


Figure III.12. Epaisseur critique d'un puits de Cd_{1-x}Zn_xTe contrainte sur ZnTe en fonction de sa composition x.

III.5. Niveaux d'énergie dans la structure à puits quantiques

III.5.1. Modèle parabolique

Le système de coordonnées dans cette analyse est considéré comme suite: x est dans la direction latérale (largeur) de la géométrie de la bande ; y est dans la direction longitudinale, et z est dans la direction de l'épaisseur. Sachant que, l'axe z est perpendiculaire aux couches de puits quantiques et aux plans de jonction, comme il est illustré sur la figure III.13.

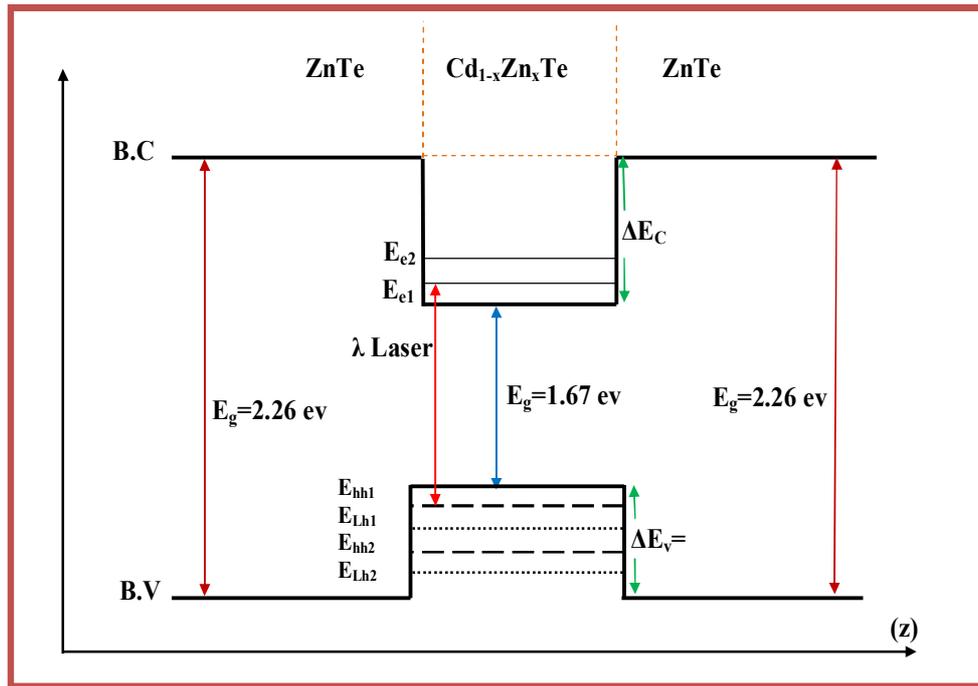


Figure III.13. Diagramme d'un puits quantique ZnTe/Cd_{1-x}Zn_xTe.

L'état d'une particule dans un semi-conducteur peut être décrit à partir de la fonction d'onde $\Psi(r)$, qui est la solution à l'équation de Schrödinger [18].

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{cw}^*} \nabla^2 + V_i(\vec{r}) \right] \psi_i(\vec{r}) = E_i \psi_i(\vec{r}) \quad (\text{III.23})$$

Les niveaux d'énergie dans la direction z sont obtenus en résolvant l'équation de Schrödinger pour un puits de potentiel unidimensionnel. Ceci est donné par [19].

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{cw}^*} + \frac{d^2\psi}{d^2} \right] = E\psi \quad \text{puits} \quad (0 \leq z \leq L_z) \quad (\text{III.24})$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{cw}^*} + \frac{d^2\psi}{d^2} + \Delta E_c \psi \right] = E\psi \quad \text{Hort puits} \quad (z \geq L_z; z \leq 0) \quad (\text{III.25})$$

Pour un puits de potentiel fini les niveaux d'énergie et la fonction d'onde peut être obtenu par les équations (III.24, III.25) en utilisant les conditions aux limites de Bastard aux interfaces $z=0$ et $z=L_z$. E_{cn} et E_{vm} sont obtenu en résolvant les équations des valeurs propres suivante [20].

$$\sqrt{\left(\frac{m_{cb}^*}{m_{cw}^*}\right)\left(\frac{\Delta E_{cn} - E_{cn}}{E_{cn}}\right)} = \begin{cases} \tan \\ -\cot \end{cases} \left[\frac{L_z \sqrt{2m_{cw}^* E_{cn}}}{2\hbar} \right] \quad \begin{cases} n : \text{pair} \\ n : \text{impair} \end{cases} \quad \text{(III.26)}$$

$$\sqrt{\left(\frac{m_{vb}^*}{m_{vw}^*}\right)\left(\frac{\Delta E_{vm} - E_{vm}}{E_{vm}}\right)} = \begin{cases} \tan \\ -\cot \end{cases} \left[\frac{L_z \sqrt{2m_{vw}^* E_{vm}}}{2\hbar} \right] \quad \begin{cases} m : \text{pair} \\ m : \text{impair} \end{cases} \quad \text{(III.27)}$$

m_{cb} est la masse effective des électrons dans la barrière de potentiel, m_{cw} est la masse effective des électrons dans le puits, m_{hb} est la masse effective des trous dans la barrière de potentiel, m_{hw} est la masse effective des trous dans le puits, ΔE_c est la différence entre l'énergie de conduction des barrières et celle du puits, ΔE_v est la différence entre l'énergie de valence des barrières et celle du puits, E_{cn} sont les valeurs propres pour l'énergie des électrons dans la bande de conduction ($n=0,1,2,\dots$), E_{vm} sont les valeurs propres pour l'énergie des trous dans la bande de valence ($m=0,1,2,\dots$), et L_z est la largeur de puits.

Les probabilités qu'un électron d'un niveau d'énergie n se recombine avec un trou d'un niveau $m \neq n$ sont très faibles. On peut donc négliger ces transitions interdites et toujours supposer que $m = n$.

L'énergie de transition entre états liés dans les bandes de valence et de conduction sera obtenue à partir de l'équation.

$$E_{tr} = E_{cn} + E_{vm} + E_g \quad \text{(III.28)}$$

Où E_g , est l'énergie de la bande interdite du matériau de puits, E_{ni} sont les $n^{\text{ièmes}}$ états liés des particules. La base de l'émission de lumière dans les semi-conducteurs est la recombinaison d'un électron dans la bande de conduction avec un trou dans la bande de valence, et l'excès d'énergie est émis sous forme d'un photon. On appelle ce processus la recombinaison radiative. La longueur d'onde correspondante à la transition entre l'électron et le trou lourd de la bande de conduction et de valence respectivement est donnée dans l'équation (III-29) [21].

$$\lambda = 1.24 / E_{tr} = E_{cn} + E_{hhn} + E_g \quad \text{(III.29)}$$

Les paramètres utilisés dans cette étude sont présentés dans le tableau. III.1.

Tableau III.1. Valeurs des paramètres physiques utilisés dans les calculs.

Paramètres	ZnTe	CdTe	Ref
Constante de treillis (Å)	6,1	6,482	[22]
C_{11} (10^{11} dynes cm^{-2})	7,13	5,33	[23]
C_{12} (10^{11} dynes cm^{-2})	4,07	3,65	[23]
b (eV)	-1,2	-0,98	[24]
a_c (eV)	-5,19	-2,25	[24]
a_v (eV)	0,34	1,17	[24]
$E_{v,av}$ (eV)	-7,17	-7,07	[25]

Pour calculer l'énergie de quantification on a élaboré un programme en FORTRAN, et ce dernier permet de résoudre les équations (III.26, III.27) par la méthode de Dichotomie. On représente sur la figure III.14, l'organigramme de calcul de l'énergie de quantification et l'énergie de transition en fonction de la largeur du puits.

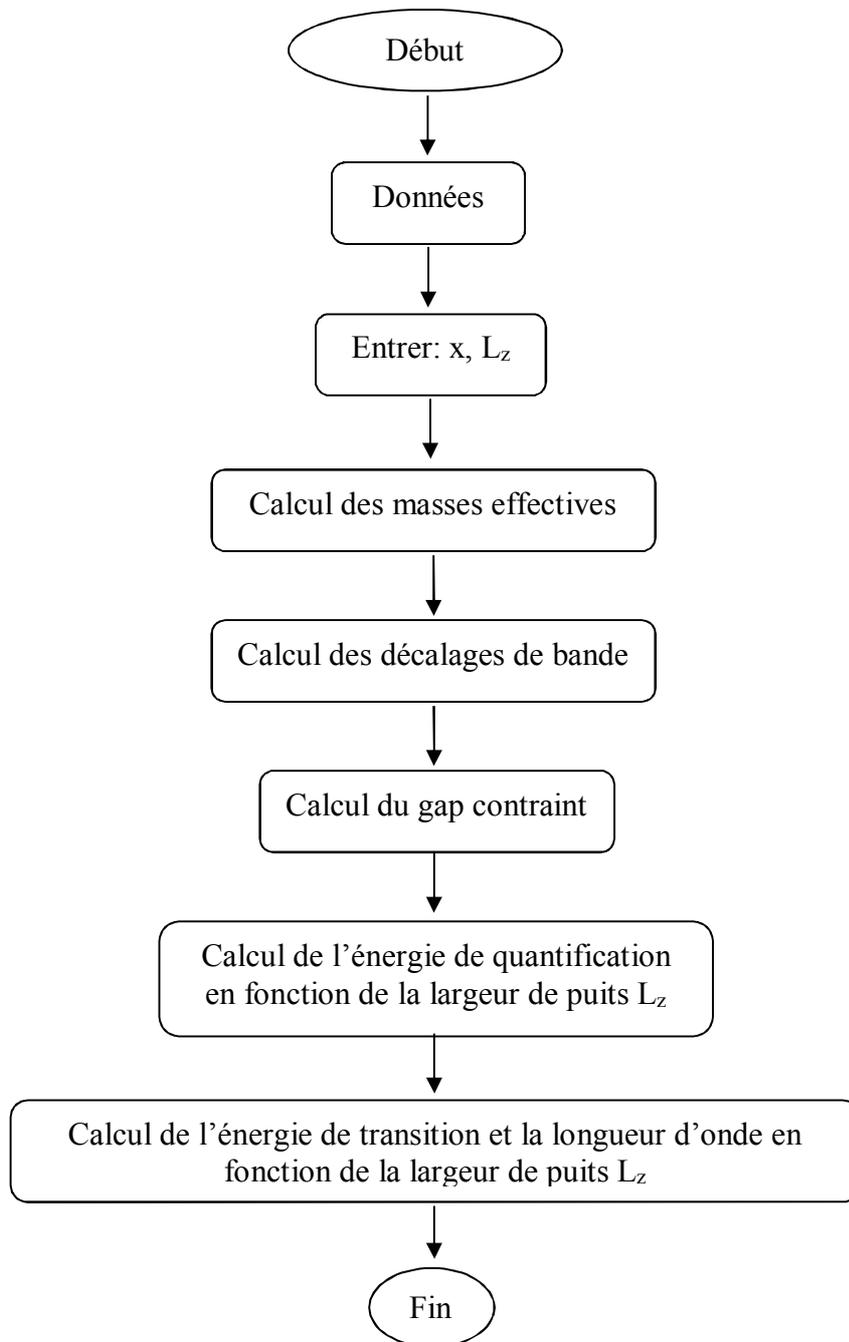


Figure III.14 : Organigramme de calcul de l'énergie de quantification, l'énergie de transition et la longueur d'onde en fonction de la largeur de puits L_z .

III.6. Evolution de l'énergie de quantification en fonction de la largeur de puits

III.6.1. Influence de la composition Zn

La figure (III.15) montre l'écart d'énergie entre le premier niveau quantifié de la bande de conduction; $n=1$ et le premier niveau quantifié de la bande de valence; $m=1$ (trous lourds) en fonction de la largeur du puits quantique L_z . On peut voir clairement que l'augmentation de la largeur de puits est accompagné par une diminution de l'énergie de quantification (électrons-trous lourds).

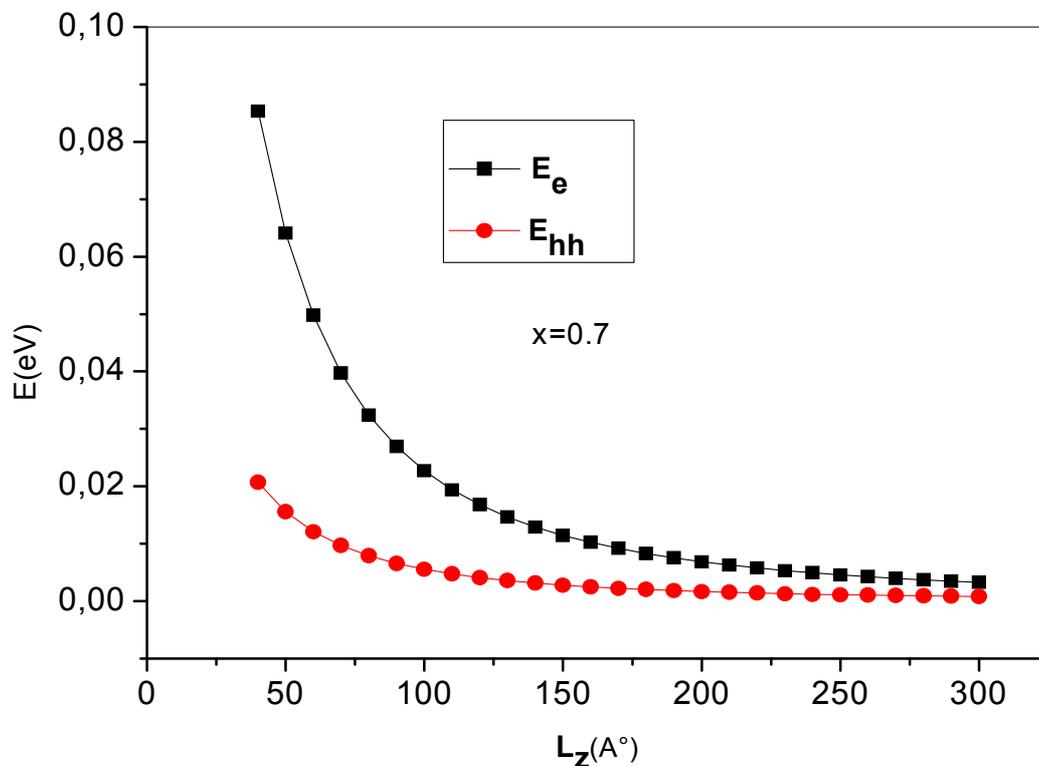


Figure III.15: Variation de l'énergie de quantification en fonction de la largeur de puits ($n=m=1$)

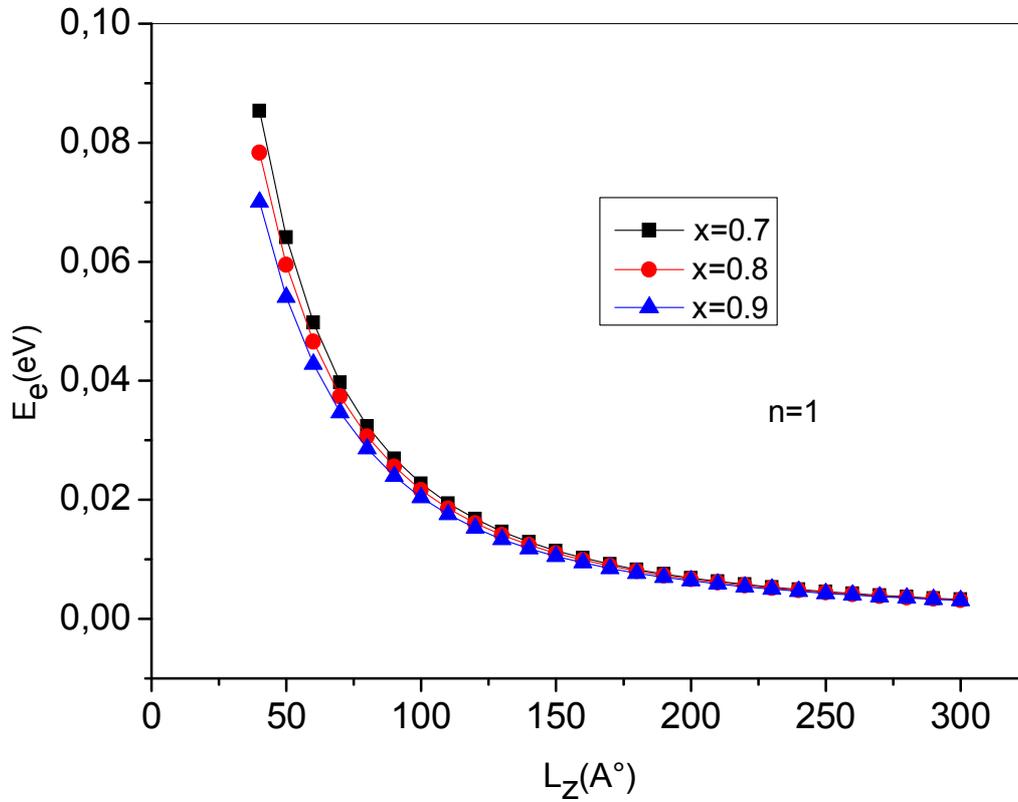


Figure III.16. Variations de l'énergie de quantification de la bande de conduction (électron) en fonction de largeur de puits pour différentes concentrations de Zn.

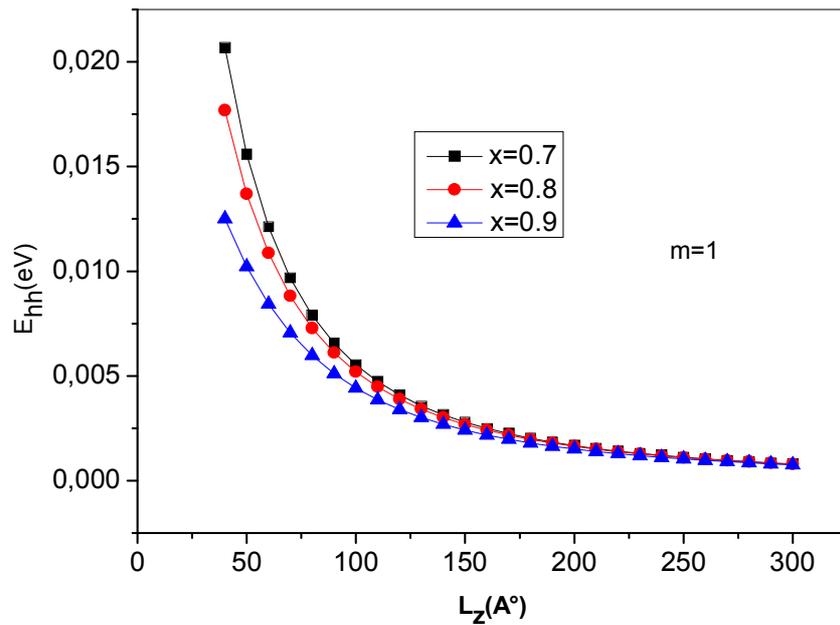


Figure III.17 : Variation de l'énergie de quantification de la bande de valence (trou lourd) en fonction de la largeur de puits pour différentes concentrations de Zn.

D'après les graphes des figures (III.16, III.17), on constate que l'énergie de quantification diminue avec l'augmentation de la largeur de puits et cela est dû à l'effet de la quantification qui sera plus grand que dans des largeurs du puits faible. L'énergie de quantification devient très faible à partir de 250\AA , cela est exprimé par la limite du phénomène de quantification. L'énergie de quantification devient plus importante lorsque la composition x diminue.

La figure (III.18) représente la variation des énergies de quantification de la bande de conduction (électron) en fonction de la largeur de puits pour les trois premiers niveaux d'énergie. Nous remarquons que pour des largeurs de puits inférieures à une certaine valeur les niveaux d'énergie (1, 2, 3) n'existe pas à cause de ce qu'on appelle la discrétisation. La même explication est valable pour la figure (III.20).

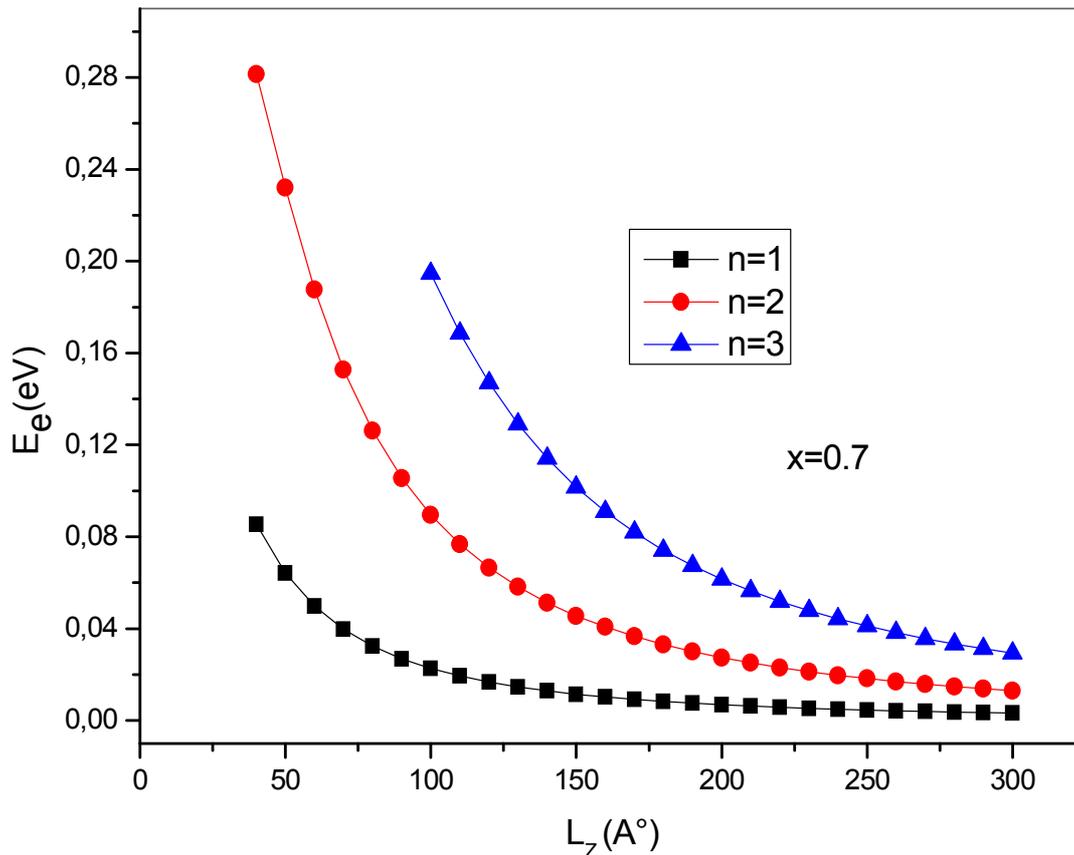


Figure III.18: Variations de l'énergie de quantification de la bande de conduction (électron) en fonction de la largeur de puits pour les trois premiers niveaux d'énergie.

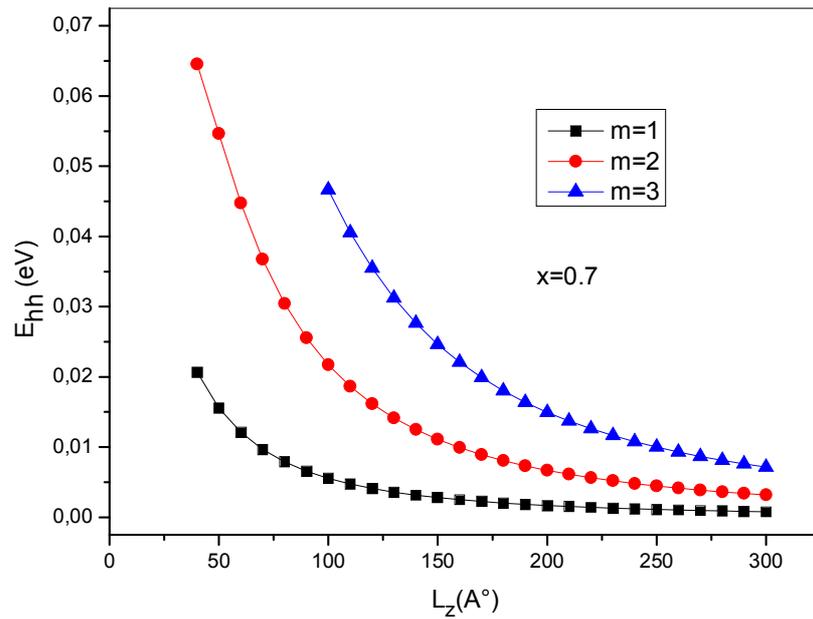


Figure III.19. Variations de l'énergie de quantification de la bande de valence (trou lourd) en fonction de la largeur de puits pour les trois premiers niveaux d'énergie.

III.7. Evolution de l'énergie de transition en fonction de la largeur de puits

III.7.1. Influence la composition Zn

La figure (III.20) montre la variation de l'énergie de recombinaison en fonction de la largeur de puits pour différentes concentrations du Zinc. On observe que lorsque la largeur de puits décroît, l'énergie de recombinaison augmente. Comme c'est montré précédemment l'énergie de quantification des électrons et des trous lourds augmente avec la décroissance de la largeur de puits ce qui conduit aussi à l'augmentation de l'énergie de recombinaison. L'augmentation de la composition Zn, fait augmenter l'énergie de recombinaison $E_{r,c-hh1}$, car le gap du puits augmente.

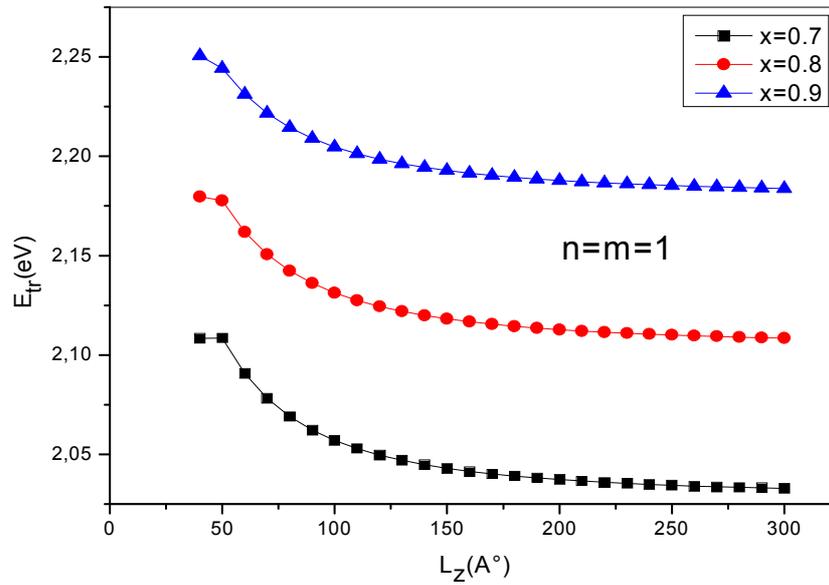


Figure III.20. Variation de l'énergie de transition en fonction de la largeur de puits pour différentes concentrations de Zn

III.8. Evolution de la longueur d'onde en fonction de la largeur de puits

III.8.1. Influence de la composition Zn

La figure (III.21) montre la dépendance de la longueur d'onde avec la largeur de puits. On remarque que la longueur d'onde augmente rapidement dans l'intervalle de la largeur de puits (50-125Å) et l'inverse à l'extérieur de cet intervalle car l'énergie de quantification commence à se limiter.

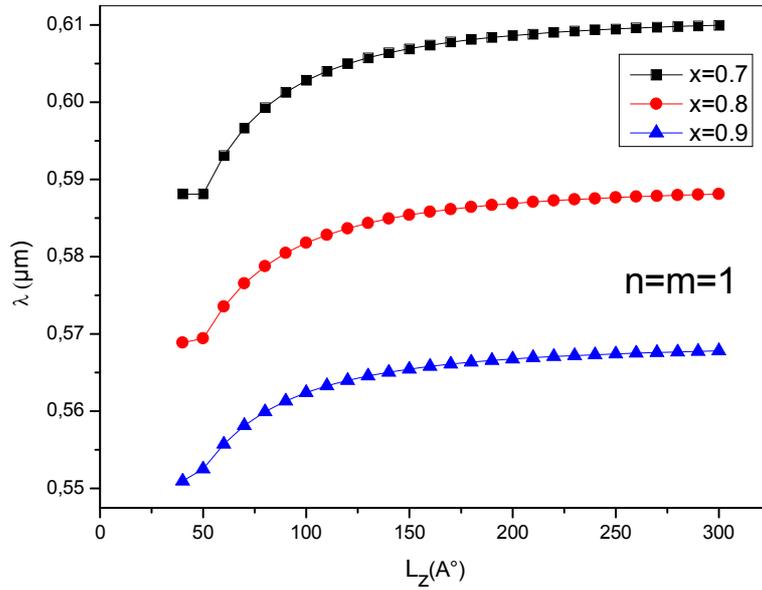


Figure III.21. Variation de la longueur d'onde en fonction de la largeur de puits pour différentes compositions en Zn.

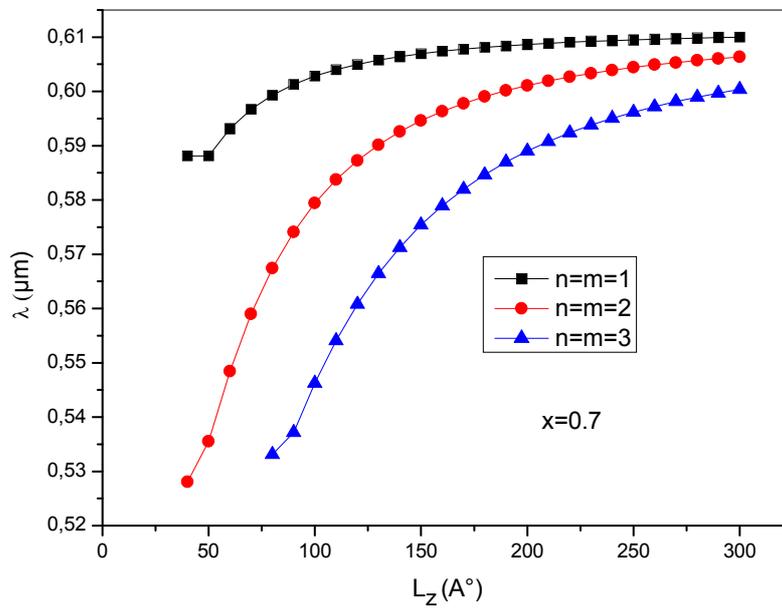


Figure III.22. Variation de la longueur d'onde en fonction de la largeur de puits pour les trois premiers niveaux d'énergie.

On constate que d'après cette figure, le domaine d'émission accessible de la structure Cd_{1-x}Zn_xTe/ZnTe pour les trois premiers niveaux d'énergie s'étend dans ($\lambda = 0.53\mu\text{m}$ à $0.61\mu\text{m}$), c'est-à-dire elle couvre une gamme importante d'émission dans le spectre visible.

III.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié essentiellement le phénomène de confinement et de recombinaison des porteurs de charge dans le système à puits quantique, Cd_{1-x}Zn_xTe/ZnTe, contraint. Comme résultat, l'énergie de quantification et l'énergie de transition devient plus faible quand la largeur du puits augmente et l'inverse pour la composition d'alliage. Nous avons choisi les compositions d'alliage $x = (0.7, 0.8, 0.9)$ dans notre étude car le désaccord de maille entre le puits et la barrière est léger ($\epsilon \leq 2\%$).

Ces résultats sont utilisés par la suite pour le calcul du gain optique qui fera l'objet du chapitre IV.

Références:

- [1] S. Dehimi, L. Dehimi, T. Asar, B. Mebarki, S. Özcelik, Modeling and simulation of $Zn_xCd_{1-x}Te / ZnTe$ quantum well structure for laser applications. *Optik* 135 .pp. 53–159. 2017.
- [2] Mami Fatima Zohra mémoire de magister « Etude d'un photo-detecteur nanostructuré a base de puits quantique $Hg_{1-x} Cd_x Te / CdTe$ ».
- [3] J. E. Hastie, J. M. Hopkins, C. W. Jeon, S. Calvez, D. Burns, M. D. Dawson, R. Abram, E. Riis, A. I. Ferguson, W. J. Alford, T. D. Raymond, and A. A. Allerman, "Microchip vertical external cavity surface-emitting lasers," in *Lasers and Electro-Optics Society, 2003. LEOS 2003. The 16th Annual Meeting of the IEEE, 2003*, pp. 507-508 vol.2.
- [4] Y.X.Dang, W.J. Fan, S. T. Ng, S. F. Yoon, and D. H. Zhang, « Study of interdiffusion in $GaNAs / GaAs$ quantum well structure emitting at 1.3 μm by eight-band k.p method », *Journal of applied physics* 97,103718, School of Electrical And Electronic Engineering, Nanyang Technological University, Singapore 639798 (2005).
- [5] Debdeep Jean U.K. Mishra "Effect of scattering by strain fields surrounding edge dislocations on electron transport in tow-dimensional electron gases" Department of Electrical and Computer Engineering University of California, Santa Barbara CA,93106
- [6] Chih-Sheng et al 'Modeling of Strained Quantum-Well' *IEEE VOL.1 N° 2* (1995)
- [7] A. Aissat , M. El bey , R. Bestam , J.P. Vilcot , Modeling and simulation of $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As / InP$ quaternary structure for photovoltaic, *International of Hydrogen Energie* ,39(2014) 15287-15291
- [8] Yvan CUMINAL « Réalisation et etude de diodes lasers à base de $GaSb$ émettant vers 2.3 μm pour application à l'analyse des gaz» thèse de Doctorat UNIVERSITE MONTPELLIER II
- [9] A. Aissat, M. Fathi, and J.P. Vilcot, Design and Simulation of $Cd_{1-x}Zn_xTe$ Thin Films Epitaxied on $CdTe$ Substrate for Photovoltaic Devices Applications. *Energy Proc.* 36, 86 (2013).
- [10] H. Mathieu, *Physics of Semiconductors and Electronic Components* (Paris: Masson, 1996).
- [11] A.B. Nasrallah, S. Mnasria, N. Sfinaa, N. Bouarissab, and M. Saida, Calculation of band offsets in $Cd_{1-x}X_xTe$ alloys, $X = Zn, Mg, Hg$ and Mn and magnetic effects in $CdMnTe$ *J. Alloys Compd.* 509, 7677 (2011).
- [12] T. Y. Wang and G.B. Stringfellow, *J appl. Phys.* 67(1) 1 January 1990.
- [13] G. S. Solomon *Advance Optoelectronic Devices* G. S. Springer 2002.
- [14] Scan J. Yoon and Insook Lee, Tensile Strain Effects on GaN - based QW. *JKPS Vol 34*, June 1999. pp S386-S392.
- [15] C. Lambert, *Computer Physics Communications* 93 (1996) pp 53-81.

- [16] G. Ghione, Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics (Politecnico di Torino, Italy: Cambridge University, 2009)
- [17] 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).
- [18] N.K.Dutta, G.P.Agrawal, Semi-conductor lasers, Van Nostrand Rein Hold (1993).
- [19] A.K. Ghatak, K. Thyagarjan, M.R. Shenoy, IEEE.J. Quantum. Electron, QE-24. (1988).
- [20] M.F.H. Schuurmans, G.W.T Hooft, Phys Rev B31 (1985).
- [21] Semiconductor Laser", Kluwer Academic, 2nd ed. (1993).
- [22] Seoung Hwan Park. Woo-Pyo Hong. Optical Properties of Strained CdZnTe/ZnTe Quantum Dots. Journal of the Korean Physical Society. 55 (2009) 2517-2521.
- [23] P.R. Vaya, R. Srinivasan. Simulation study of strained layer $Cd_xZn_{1-x}Te-ZnTe$ quantum well laser structures .Materials Science and Engineering 57 (1998) 71–75.
- [24] Joachim Piprek. Semiconductor Optoelectronic Devices; Introduction to Physics and Simulation. University of California at Santa Barbara, 2003.
- [25] Joachim Piprek. Semi-conductor optoelectronic devices introduction to physics and simulation. University of Californian at Santa Barbara.

Chapitre IV

*Modélisation d'une structure
laser à puits quantique à base
de Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe*

Sommaire

IV.1. Introduction.....	87
IV.2. Pseudo-niveaux de Fermi.....	87
IV.3. Modes de polarisation Electrique TE (Transverse Electric) et TM (Transverse Magnétique).....	89
IV.4. Gain optique dans les puits quantique.....	90
IV.5. Calcul du facteur de confinement.....	93
IV.6. Gain maximum.....	94
IV.7. Courant de seuil des diodes laser à puits quantique.....	96
IV.7.1. Expression générale du courant de seuil en fonction de la concentration en porteur de seuil.....	96
IV.8. Résultat et Discussion.....	101
IV.8.1. Spectre du gain optique (TE Mode).....	101
IV.8.1.1. Influence de l'injection des porteurs sur le gain optique.....	101
IV.8.1.2. Influence de la température sur le gain optique.....	103
IV.8.1.3. Influence de la largeur du puits sur le gain optique.....	105
IV.8.2. Calcul du gain optique maximum.....	107
IV.8.3. Effet de la largeur du puits sur le facteur de confinement.....	108
IV.8.4. Densité du courant de seuil.....	109
IV.8.4.1. Effet de la largeur du puits sur la densité du courant de seuil.....	109
IV.8.4.2. Effet de la longueur de cavité sur la densité du courant de seuil.....	110
IV.8.4.3. Effet de la température sur la densité du courant de seuil.....	111
IV.8.4.4. Effet des pertes internes de la couche active sur la densité du courant de seuil.....	113
IV.9. Conclusion.....	116
Références.....	117

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous avons étudié le gain optique et la densité du courant de seuil, car ces derniers sont considérés parmi les facteurs les plus importants pour la détermination de l'efficacité des diodes laser à puits quantique.

La méthodologie générale de calcul aux caractéristiques gain-courant sera présentée et appliquée au cas des puits quantiques en $Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe$. Cette étude est faite dans le but de réaliser des diodes laser fonctionnant en continu et stables ayant des valeurs élevées du gain optique, des courants de seuil les plus bas possibles et émettant dans la gamme de courte longueur d'onde dans le visible.

IV.2. Pseudo-niveaux de Fermi

Le niveau de Fermi est un paramètre d'équilibre thermodynamique, les densités des électrons et des trous sont caractérisées par le niveau de Fermi à l'équilibre thermodynamique, lorsque l'excitation extérieure change les densités des porteurs, le niveau de Fermi n'est plus défini.

Les porteurs injectés dans le semi-conducteur ont des énergies souvent différentes des énergies des extrema des bandes permises (E_v, E_c) voir la figure IV-1.

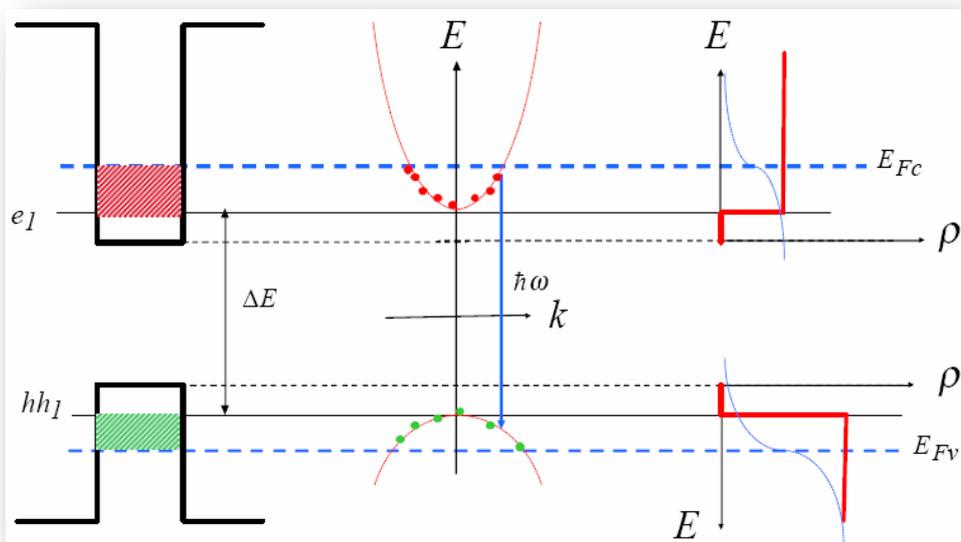


Figure IV.1. Gap effectif d'une structure à puits quantique [1].

Ces porteurs par leurs interactions avec le réseau cristallin perdent de l'énergie et se thermalisent dans les extrema (E_v , E_c), la durée de cette thermalisation est conditionnée par le temps de relaxation qui est de l'ordre de 10^{-13} s à 10^{-12} s, la durée de vie des porteurs dans une bande est de l'ordre de 10^{-9} s à 10^{-7} s, il en résulte que les électrons se thermalisent respectivement dans la bande de conduction et dans la bande de valence avant de se recombiner. Il s'établit alors dans le semi-conducteur excité un régime de pseudo équilibre dans chacune des bandes. La population des électrons et trous sont chacune en équilibre thermodynamique, mais indépendamment l'une de l'autre. Ce régime est défini par des pseudo-niveaux de Fermi [1].

E_{fc} caractérise les densités et les distributions des électrons dans la bande de conduction, et E_{fv} caractérisent les densités et les distributions des trous dans la bande de valence.

La distribution des porteurs dans une bande permise est régie par la statistique de Fermi-Dirac.

$$f_c = \left[1 + \exp \left\{ \left(\varepsilon_{cn} - E_{fc} \right) / kT \right\} \right]^{-1} \quad (IV.1)$$

$$f_v = \left[1 + \exp \left\{ \left(\varepsilon_{vn} - E_{fv} \right) / kT \right\} \right]^{-1} \quad (IV.2)$$

Où:

ε_{cn} : L'énergie totale des électrons dans les sous bande n.

ε_{vn} : L'énergie totale des trous dans les sous bande n.

Les quasi-niveaux de Fermi sont reliés aux densités des électrons et trous injectés dans le puits par [2-4]:

$$N = \frac{m_{cw} k T}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_{n=1}^n \ln \left(1 + e^{\frac{(E_{fc} - E_{en})}{k_B T}} \right) \quad (IV.3)$$

$$P = \frac{m_{vw} k T}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_{n=1}^n \ln \left(1 + e^{\frac{-E_{fv} - E_{hn} - E_g}{k_B T}} \right) \quad (IV.4)$$

Où:

T représente la température et K est la constante de Boltzmann

IV.3. Modes de polarisation Electrique 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 [5 ,6].

$$E(X, Y, Z) = E(X, Y) e^{i(\omega t - \beta Z)} \quad (IV.5)$$

$$H(X, Y, Z) = H(X, Y) e^{i(\omega t - \beta Z)} \quad (IV.6)$$

β , représente la constante de propagation et ω 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)

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial X^2} + \left(\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2 \right) E_y = 0 \quad (IV.7)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y \quad (IV.8)$$

$$H_z = -\frac{\beta}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial X} \quad (IV.9)$$

Mode TM (Transverse Magnétique)

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial X^2} + (w^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0 \quad (IV.10)$$

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 n_{ref}^2} H_y \quad (IV.11)$$

$$E_z = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 n_{ref}^2} \frac{\partial H_y}{\partial X} \quad (IV.12)$$

ε_0 et ε représentent les constantes diélectriques du vide et du milieu, μ_0 est la perméabilité du vide et n_{ref} est l'indice de réfraction du puits.

IV.4. Gain optique dans les puits quantiques

Nous intéressons de présenter la quantité $g(E)$ qui exprime le gain optique, ce paramètre est la grandeur essentielle du fonctionnement des diodes laser puisqu'il faudra non seulement qu'il soit positif pour que le milieu soit amplificateur de photon, mais encore qu'il atteigne une valeur de telle sorte que les pertes de la cavité soient compensées, pour que l'émission laser apparaisse.

Le modèle du gain optique qu'on a utilisé dans cette étude pour la structure à puits quantique unique $ZnTe / Cd_{1-x}Zn_x Te / ZnTe$ est le modèle de Asada avec l'approximation de Makino [7,8]:

$$g(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{m_r}{\pi \hbar^2 L_z} \right) \int_{E_g + E_{cn} + E_{vn}}^{\infty} \langle R_{cv}^2 \rangle (f_c - f_v) F_{\tau}(E_{cv}) dE_{cv} \quad (IV.13)$$

Où, ω est la fréquence angulaire de la lumière, la perméabilité μ , ϵ la constante diélectrique, m_r la masse effective réduite, E_{cv} l'énergie de transition [8]. R_{cv} est le module au carré du moment de dipôle formé par la paire électron-trou [9]. f_c et f_v sont les fonction de distribution de Fermi-Dirac pour les bandes de conduction et de valence respectivement.

$F\tau(E_{cv})$ est une fonction exprimant la transition élargissement [10-12]; où, τ_{in} est le temps de relaxation intra-band, $\tau_{in} = 1 \times 10^{13}$ s. la bande du trou léger lumière est négligée, et seules les transitions entre les électrons et les trous lourds sont considérées.

La masse effective réduite est définie comme suit:

$$m_{rw} = \frac{m_{cw} m_{vw}}{m_{cw} + m_{vw}} \quad (\text{IV.14})$$

Où:

m_{cw} : Masse effective des électrons. m_{vw} : Masse effective des trous. R_{cv} est le module au carré du moment dipolaire formé par la paire électron trou. Cette valeur dépend de la polarisation, du niveau de la transition (n) et de l'énergie de transition [9]:

$$R_{cv,TE}^2 = \frac{3}{4} R_0^2 \left(1 + \frac{E_{cn}}{\epsilon_{cn}} \right) \quad (\text{IV.15})$$

$$R_{cv,TM}^2 = \frac{3}{2} R_0^2 \left(1 + \frac{E_{cn}}{\epsilon_{cn}} \right) \quad (\text{IV.16})$$

Avec:

$$R_0^2 = \frac{\hbar^2 e^2}{6m_0 (h\nu)^2} \left(\frac{m_0}{m_{cw}} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta)}{E_g + \frac{2}{3} \Delta} \quad (\text{IV.17})$$

Où:

m_0 : Masse de l'électron libre.

Δ : Énergie d'interaction spin orbite.

Pour $n=1$, les fonctions de distribution de Fermi-Dirac pour les bandes de conduction et de valence seront écrites comme suit :

$$f_c = \frac{1}{1 + e^{-\left(\frac{hv - E_g - E_{el} - E_{hh1}}{\left(\frac{K * T * m_{cw}}{m_r} \right)} - \frac{E_{fc} - E_{el}}{K * T} \right)}} \quad (IV.18)$$

$$f_v = \frac{1}{1 + e^{-\left(\frac{hv - E_g - E_{el} - E_{hh1}}{\left(\frac{K * T * m_{vw}}{m_r} \right)} - \frac{E_{hh1} + E_g + E_{fv}}{K * T} \right)}} \quad (IV.19)$$

Il peut y avoir des transitions radiatives (relaxation) entre les différents niveaux de la bande de conduction ou de valence. Ces transitions ont pour effet d'élargir la raie spectrale correspondant à chacune des transitions permises $\epsilon_{cn} \rightarrow \epsilon_{cv}$. Plus le temps de relaxation intra-bande est court, plus l'effet d'élargissement spectral est important. Dans l'équation pour le coefficient de gain $g(E)$, le terme $F_T(E_{cv})$ tient compte de cet Effet. On suppose un élargissement Lorentzien.

$$F_T(E_{cv}) = \frac{\frac{\hbar}{\tau_{in}}}{(E_{cv} - hv)^2 + \left(\frac{\hbar}{\tau_{in}} \right)^2} \quad (IV.20)$$

La figure IV.2, présente l'organigramme de la détermination du gain optique.

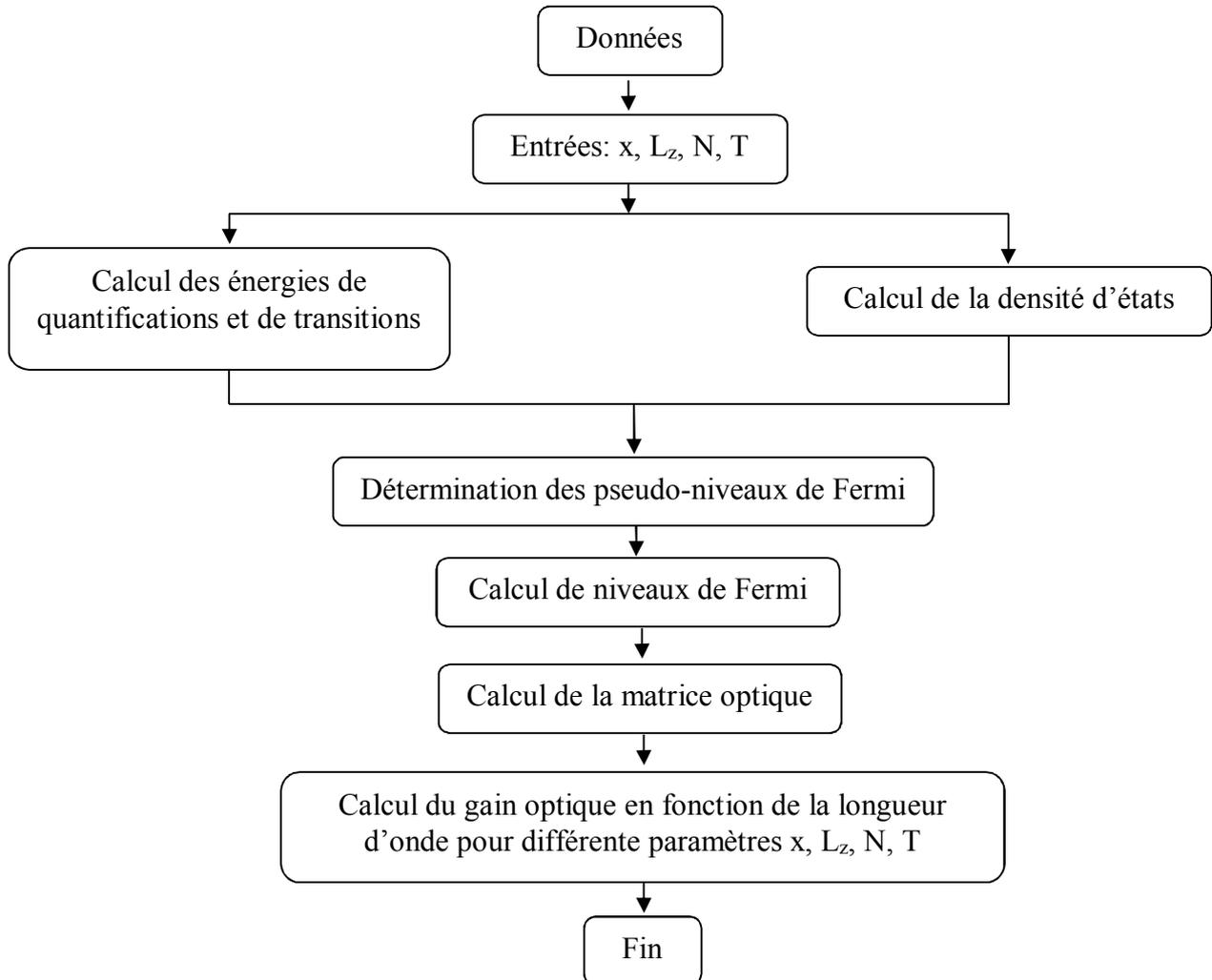


Figure IV.2. Organigramme de calcul du gain optique

IV.5. Calcul du facteur de confinement

Dans un laser à semi-conducteurs, l'indice de réfraction de la région active est différent de l'indice de réfraction des couches de confinement afin de réaliser un guide plan. Le mode guidé et amplifié déborde en générale de la région active vers les couches de confinement sous forme d'un champ évanescent. Le facteur de confinement Γ est calculé en traitant la région active en tant que plaque de guidage passive (sans gain ou perte) et en considérant la distribution du mode fondamental TE (perpendiculaire à la direction de propagation) schématisée sur la fig IV-3. Ce facteur est donné par le rapport de l'air délimitée par la courbe $E(y^2)$ entre $(-d/2)$ et $(d/2)$ sur l'aire totale. L'expression approchée de Γ proposée par Botez est donnée comme suit [13].

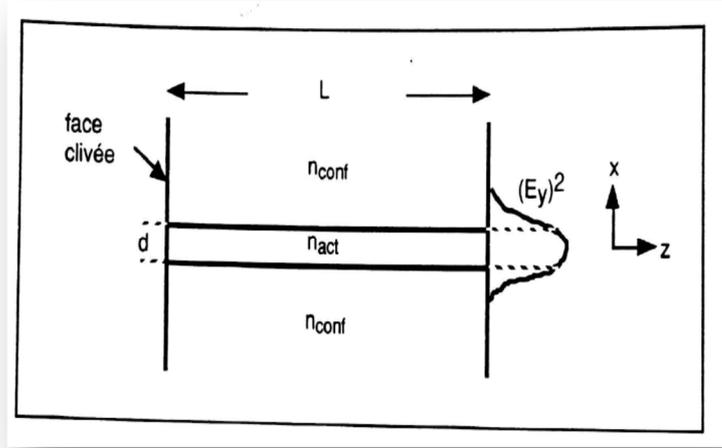


Figure IV.3 : Variation de l'intensité du mode transverse fondamental avec x dans un puits quantique [13].

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2} E_y(x)^2 dx}{\int E_y(x)^2 dx} \approx \frac{D^2}{2 + D^2} \quad (\text{IV.21})$$

Avec, D: l'épaisseur normalisé du guide d'onde:

$$D = \left(2\pi/\lambda \right) d \left(n_{act}^2 - n_{conf}^2 \right)^{1/2} \quad (\text{IV.22})$$

IV.6. Gain maximum

Le gain du pic au bord de bande, G_{max} , pour la densité de porteurs N de l'électron et des trous est donné par [14,15].

$$G_{max} = G_0 \left(f_c(N) - f_v(N) \right) \quad (\text{IV.23})$$

Où,

$$G_0 = \frac{\Gamma E_g \mu^2 m_r}{\varepsilon_0 c n \hbar^3 L_Z} \quad (\text{IV.24})$$

Ici Γ est le facteur de confinement optique, μ^2 est le dipôle carré m_r est la masse réduite et L_z est l'épaisseur du puits. Le gain maximum peut être réécrit en utilisant les formes inversées des facteurs d'occupation de Fermi comme:

$$G_{\max} = G_0 \left(1 - e^{-\frac{N}{N_c}} - e^{-\frac{N}{N_v}} \right) \quad (\text{IV.25})$$

Avec:

$$N_{c,v} = \frac{m_{c,v}}{\pi \hbar^2 L_z} KT \quad (\text{IV.26})$$

Où, $m_{c,v}$ est la masse de la bande de conduction et de la bande de valence, respectivement. Le gain différentiel à la transparence, $G_{\text{Diff}} = dG_{\max} / dN$, peut être Déterminée comme suit:

$$G_{\text{Diff}} = G_0 \left(\frac{\frac{N}{N_c}}{e^{\frac{N}{N_c}}} + \frac{\frac{N}{N_v}}{e^{\frac{N}{N_v}}} \right) \quad (\text{IV.27})$$

Tandis que en ce qui concerne densité du porteur de seuil est donné comme suit:

$$N_{th} = N_0 + \frac{G_{th}}{G_{\text{Diff}}} \quad (\text{IV.28})$$

Où

N_0 : la densité de porteurs de transparence et G_{th} : gain optique de seuil.

IV.7. Courant de seuil des diodes laser à puits quantique

Le courant de seuil d'une diode laser est une caractéristique fondamentale qui détermine le fonctionnement ou non en régime continu. Nous présentons ici un modèle phénoménologique qui permet de prévoir, à partir de l'expression analytique simples, l'évolution du courant de seuil avec les paramètres de structure laser.

IV.7.1. Expression générale du courant de seuil en fonction de la concentration en porteur de seuil

La diode laser étant polarisé en direct, le courant à travers la structure résulte de la recombinaison des porteurs de charge à l'intérieur de la zone active. L'équation de continuité pour les électrons de concentration N s'écrit :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D_e (\nabla^2 N) + \frac{J}{qd} - R(N) \quad (\text{IV.29})$$

Cette expression signifie que la variation de la concentration en électrons est la somme de trois termes, un terme qui résulte de la diffusion des porteurs, et deux termes traduisant respectivement la génération et la recombinaison des porteurs: (J/qd) le taux d'injection des porteurs (en électron / $\text{cm}^3.\text{s}$) dans la zone active d'épaisseur d ; $R(N)$ est le taux global de recombinaison (/ $\text{cm}^3.\text{s}$), radiative et non radiative. On peut négliger la variation de la densité de porteurs due à la diffusion dans le cas des structures laser à contacte large. Cela revient à négliger l'épaisseur de la couche active devant la longueur de diffusion des porteurs et à supposer la concentration en porteurs uniforme à l'intérieur de la zone active. En régime stationnaire, l'équation (IV.27) donne la densité de courant d'injection

$$J = q.d.R(N) \quad (\text{IV.30})$$

L'intensité totale du courant dans la diode laser est donnée par :

$$I = w.L.J + I_f \quad (\text{IV.31})$$

Où w représente la largeur du ruban, L la longueur de cavité de la diode. I_f est l'intensité du courant de fuite.

Le taux global de recombinaisons, pour une zone active non dopée telle que la concentration résiduelle en porteurs est négligeable devant la concentration en porteurs injectés N , se décompose en quatre termes [16]:

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3 + R_{st}(N) \quad (IV.32)$$

Avec : A: coefficient de recombinaisons non radiatives sur des centres profonds, qui ont pour origine des défauts de type dislocations ou bien des niveaux introduits par impuretés. B: coefficient d'émission spontanée. C: coefficient global de recombinaisons non-radiatif Auger.

$R_{st}(N)$, le taux de recombinaisons stimulées, défini par :

$$R_{st}(N) = R_{st} N_{ph} \quad (IV.33)$$

Où, R_{st} est le taux net d'émission stimulée et N_{ph} est la densité de photons dans la cavité.

Au-dessous de seuil et jusqu'au voisinage du seuil, le terme d'émission stimulé est négligeable par rapport à l'ensemble des émissions spontanées [14]. Il en résulte qu'au seuil on a:

$$R(N_{th}) = AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3 \quad (IV.34)$$

Avec : AN_{th} : taux de recombinaisons non-radiatives sur centres profonds au seuil.

BN_{th}^2 : taux de recombinaisons radiatives au seuil.

CN_{th}^3 : taux de recombinaisons non-radiatives Auger de seuil.

On peut exprimer l'équation (IV.34) en termes de durées de vie. La durée de vie τ_i des porteurs impliqués dans un mécanisme i de recombinaisons définit par:

$$\tau_i = \frac{N}{R_i} \quad (IV.35)$$

Ce qui fournit :

$$\tau_{nr} = \frac{1}{A} \quad (IV.36)$$

$$\tau_{rad} = \frac{1}{(B.N)} \quad (IV.37)$$

$$\tau_{Auger} = \frac{1}{(C.N^2)} \quad (IV.38)$$

Où, τ_{nr} est la durée de vie non radiative, τ_{rad} la durée de vie radiative (spontanée) et τ_{Auger} la durée de vie Auger. L'expression (IV.34) s'écrit alors lorsque le seuil est atteint:

$$R(N_{th}) = \frac{N_{th}}{\tau} \quad (IV.39)$$

Avec:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} \quad (IV.40)$$

Où, τ est la durée de vie des porteurs.

La zone active, d'épaisseur d , présente d'une part un indice de réfraction moyen n_{opt} supérieur à celui des couches latérales et d'autre part ses faces terminales, formées par clivage de plan (001), constituant de deux faces miroir.

La zone active se comporte donc comme un guide d'onde et comme une cavité pérot-Fabry. Le coefficient d'amplification ou gain optique $g(E)$ de la couche active, directement lié à l'énergie E des photons émis, doit être supérieur aux pertes optiques pour qu'une réelle amplification du rayonnement soit obtenue dans la cavité. Comme la courbe $g(E)$ présente un maximum g_{max} fonction de la température et de la concentration N en porteurs injectés, le seuil laser est atteint lorsque :

$$\Gamma g_{max}(N) = \alpha \quad (IV.41)$$

Γ est le facteur de confinement optique, représentant la fraction de puissance lumineuse se propageant dans la zone active. $\Gamma g_{max}(N)$ Fournit donc la partie utile du gain maximum. Le

paramètre α traduit l'ensemble des pertes optiques. Celles-ci sont constituées par pertes α_{FP} dues à la cavité, et par les pertes internes α_{int} due à l'absorption des photons par les différentes couches de l'hétéro structurent laser. Ces pertes internes résultent de différents mécanismes: absorption inter valence, absorption par porteur libres, diffusion au niveau des interfaces ou d'imperfections dans la zone active.

$$\alpha = \alpha_{FP} + \alpha_{int} \quad (IV.42)$$

Si R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion sur les faces de sortie, on a, en supposant: $R_1=R_2=R$

$$\alpha_{FP} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad (IV.43)$$

Quant aux pertes internes, elles se répartissant dans la région active et dans les couches de confinement :

$$\alpha_{int} = \Gamma \alpha_{act} + (1 - \Gamma) \alpha_{conf} \quad (IV.44)$$

Dans notre calcul nous n'avons pas pris en considérations les pertes de les couches de confinement.

L'équation (IV.41) s'écrit donc:

$$\Gamma g_{max}(N) = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) + \alpha_{int} \quad (IV.45)$$

L'égalité (IV.45) est vérifiée pour une valeur de $N=N_{th}$, concentration en porteurs au seuil.

Le gain du seuil devient écrit comme suit:

$$G_{th} = \alpha_a + (1/\Gamma L) \ln(1/R) \quad (IV.46)$$

Le report de cette valeur dans (IV.34) où (IV.39) donne le taux de recombinaisons au seuil $R(N_{th})$.

La densité du courant de seuil J_{th} calculer alors comme suit:

$$J_{th} = qdR(N_{th}) = qd \left(AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3 \right) \quad (IV.47)$$

Sachant que les taux de recombinaisons non radiatives ont été négligés.

$$J_{th} = qdR(N_{th}) = qd \left(BN_{th}^2 \right) = \frac{(qd * N_{th})}{\tau_{rad}} \quad (IV.48)$$

La figure IV.4, présente l'organigramme du calcul de la densité du courant de seuil.

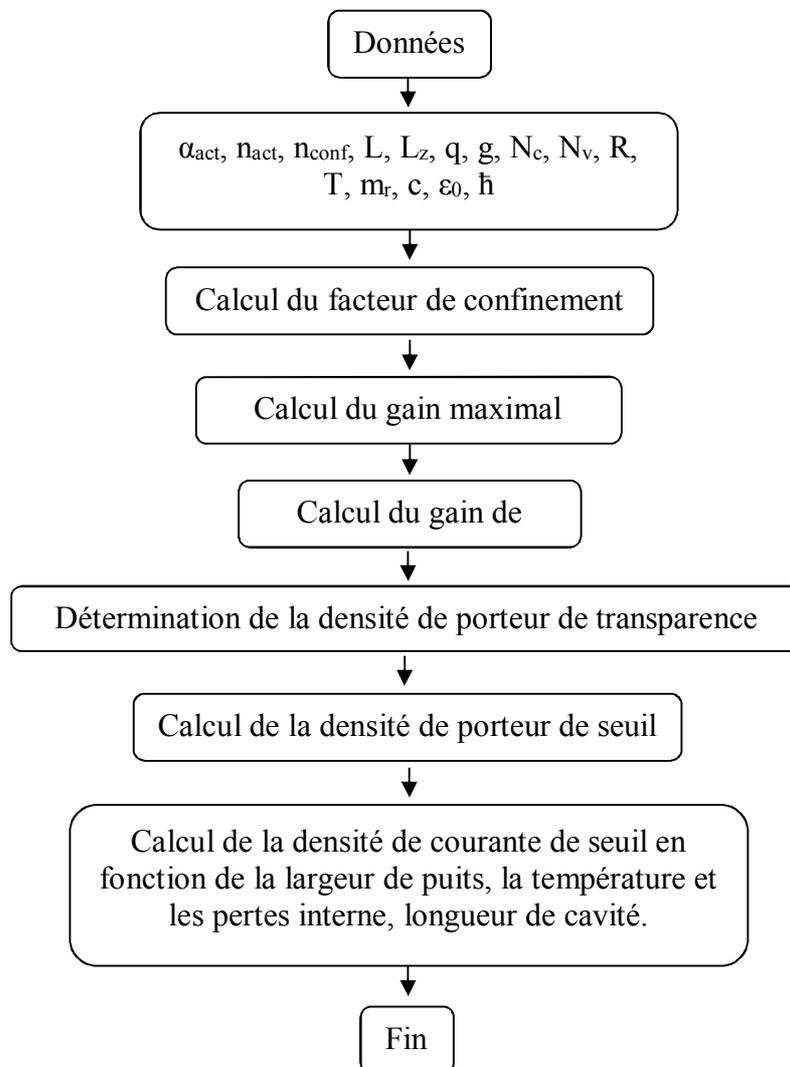


Figure IV.4. Détermination de la densité de courante de seuil.

IV.8. Résultat et Discussion

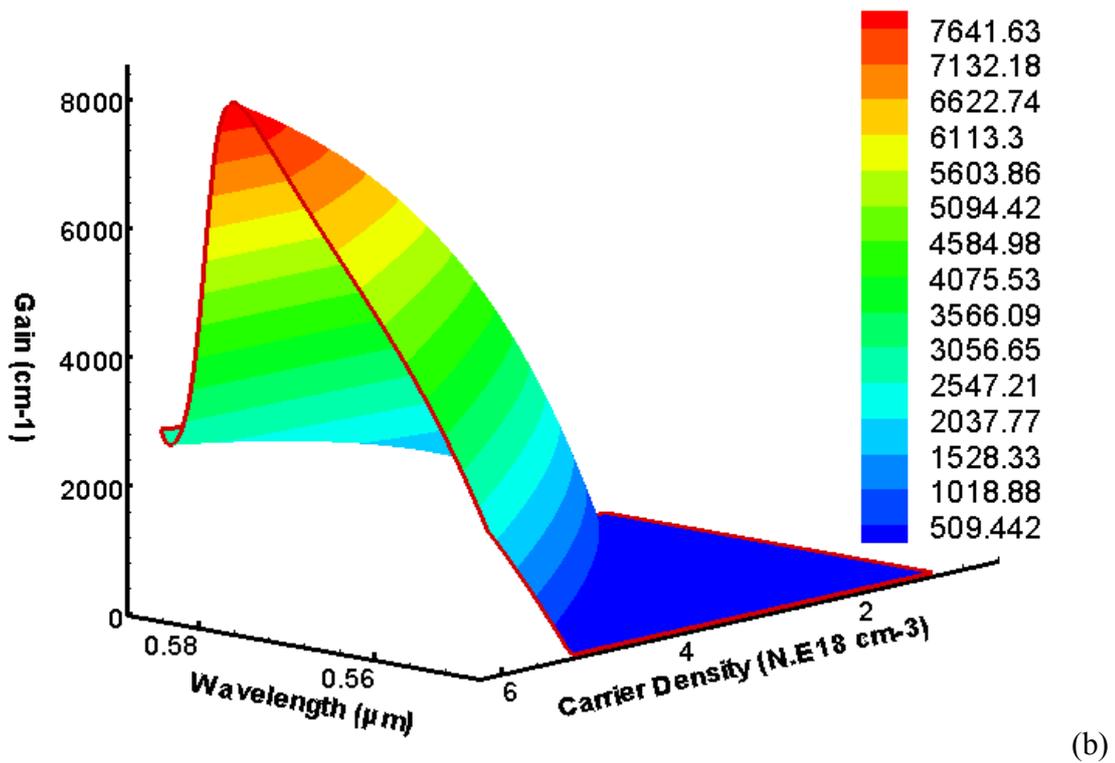
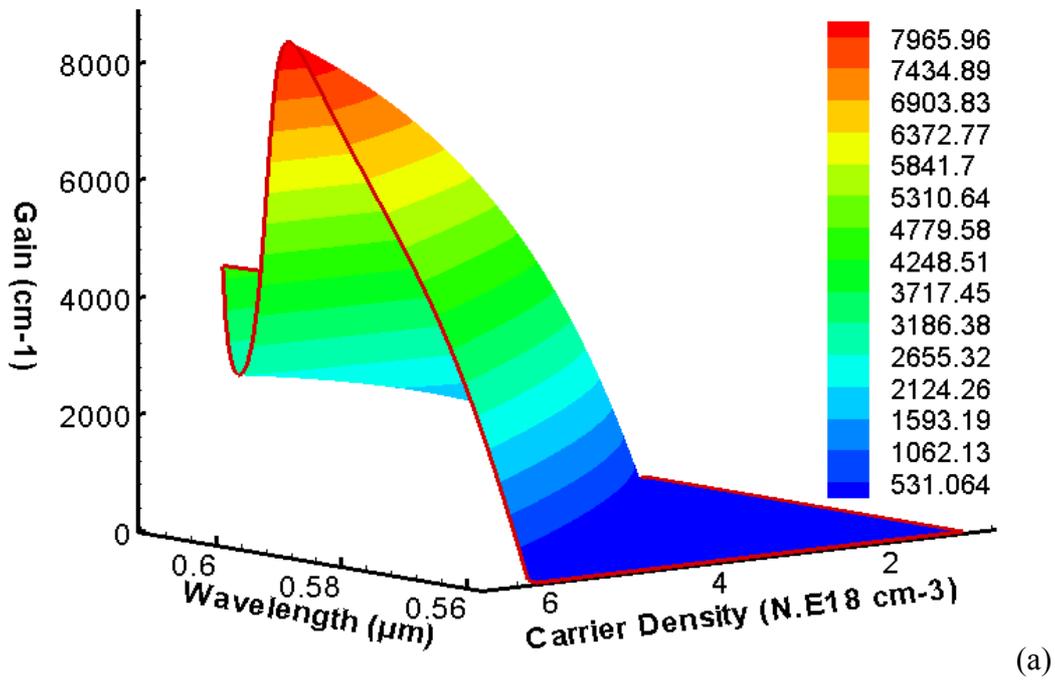
Comme c'est indiqué dans le chapitre précédent, le désaccord de maille entre le puits et la barrière est moins de 2% que dans les fortes concentrations de Zn ($x=0.7, 0.8$ et 0.9). Pour cela, nous avons étudié l'influence de la densité des porteurs, la température et la largeur de puits sur le gain optique pour ces concentrations. Ensuite nous avons déterminé la densité du courant de seuil avec la négligence des mécanismes non radiatifs.

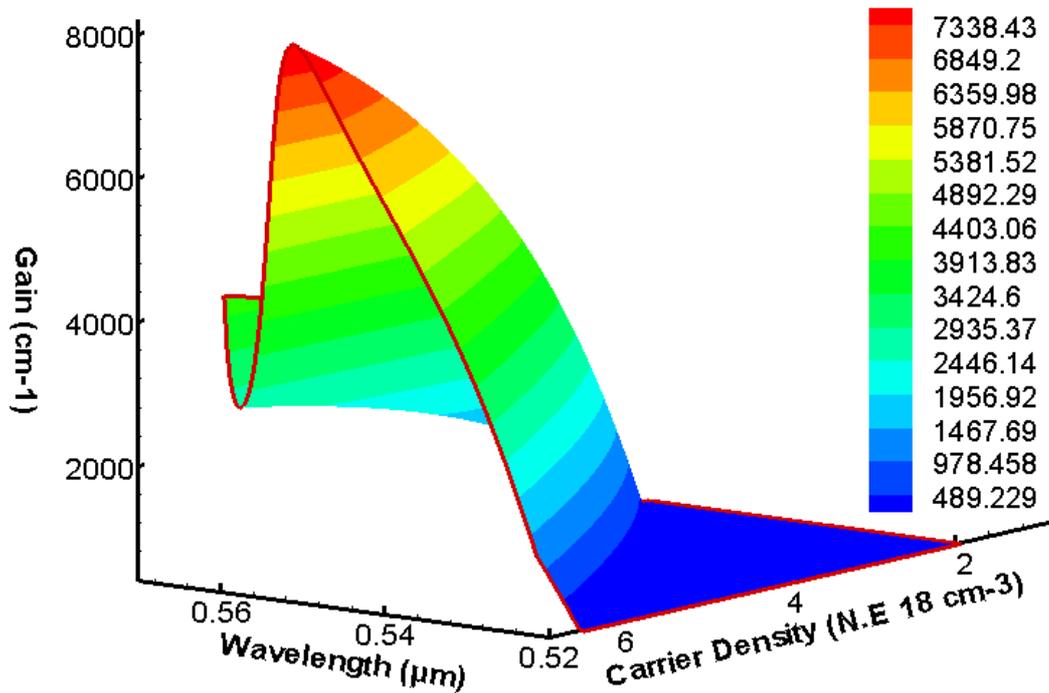
IV.8.1. Spectre du gain optique (TE Mode)

IV.8.1.1. Influence de l'injection des porteurs sur le gain optique

La figure IV.5 (a), illustre la variation du gain optique pour différentes injections de densités de porteurs (de $N = 1-6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) à une largeur de puits (L_z) connue et à une température fixe.

Il est noté que l'augmentation de la densité des porteurs dans la région active provoque une augmentation du gain optique maximal. Par exemple, pour $x = 0,7$ avec une injection 2×10^{18} et $5 \times 10^{18} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$, la différence de gain optique maximal $\Delta g_{\text{max}} = 6100 \text{ cm}^{-1}$. Ce phénomène est lié au remplissage des hauts états des bandes de conduction et de valence avec l'augmentation du nombre de porteurs. Nous avons facilement observé que la variation de la composition en Zn déplace le spectre du gain optique vers des longueurs d'onde plus courtes et réduit le gain optique maximum, comme c'est montré dans la figure IV.5 (b,c). Le décalage du spectre du gain est dû à l'augmentation du gap de $Cd_{1-x}Zn_xTe$ tandis que la diminution du gain optique maximal est particulièrement due à la diminution du confinement optique puisque l'indice de réfraction est plus élevé dans la couche active (puits-CdZnTe) que dans les couches adjacentes pour une faible concentration de Zn.



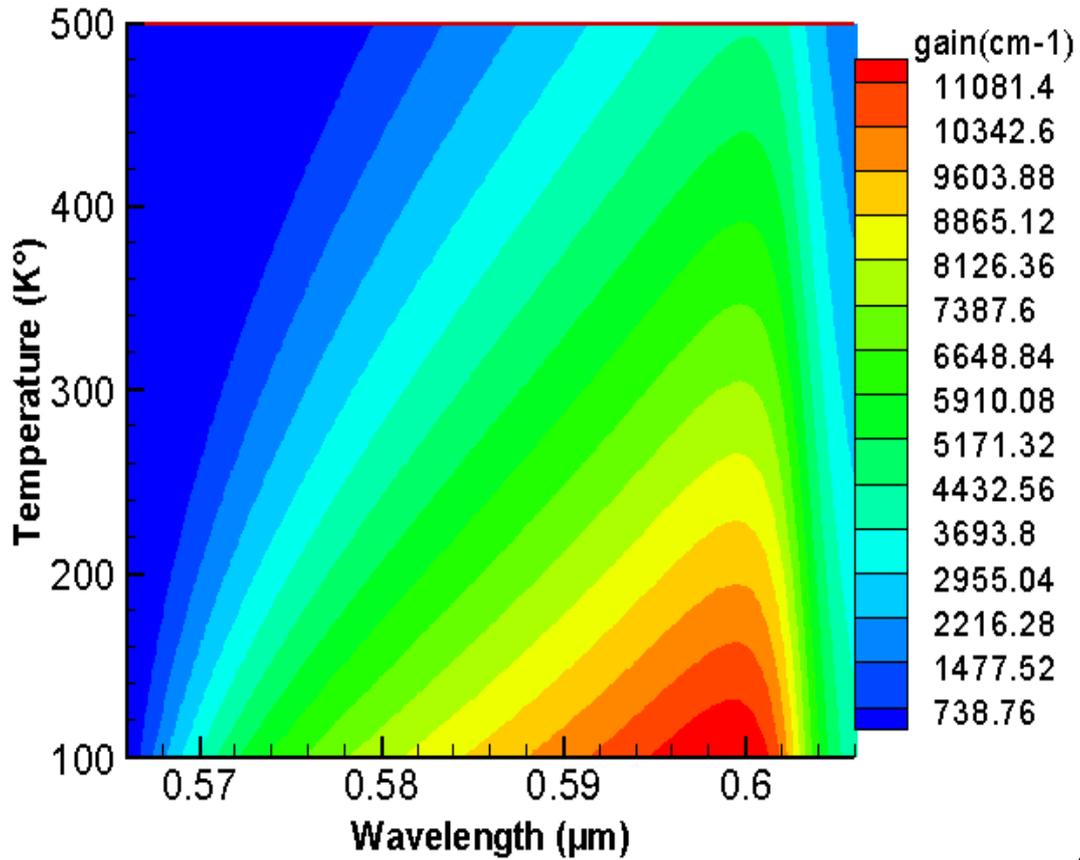


(c)

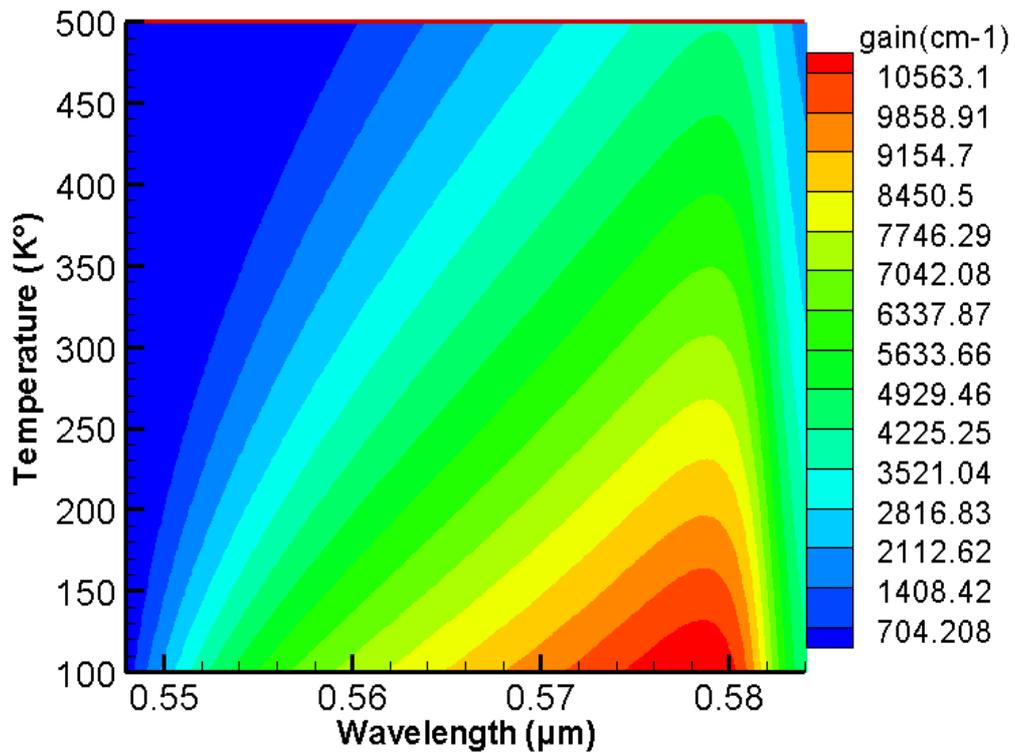
Figure IV.5: Spectre du gain optique en fonction de la longueur d'onde à différentes densités des porteurs pour trois composition en Zinc: (a) $x = 0.7$ (b) $x = 0.8$, (c) $x = 0.9$, avec $L_z = 10$ nm et $T = 300$ K.

IV.8.1.2. Influence de la température sur le gain optique

La figure IV.6 (a) montre la variation du gain optique à plusieurs températures de la structure $Cd_{1-x}Zn_xTe/ZnTe$. Lorsque la température augmente, le gain maximal diminue considérablement; par exemple la température $T=300$ K, le gain maximum est égal à 7387 cm^{-1} tandis que si on augmente la température à $T=400$ K, le gain maximal devient égal à 5910 cm^{-1} . Nous constatons une diminution du gain $\Delta g_{\max}=1476\text{ cm}^{-1}$. Cette diminution est due à une large dispersion d'électrons et de trous qui sont confinés à la couche active pour réaliser la recombinaison (trous d'électrons) dans une autre sous-bande. Même explication pour la figure IV.6 (b,c) pour $x = 0,8$ et $0,9$.



(a)



(b)

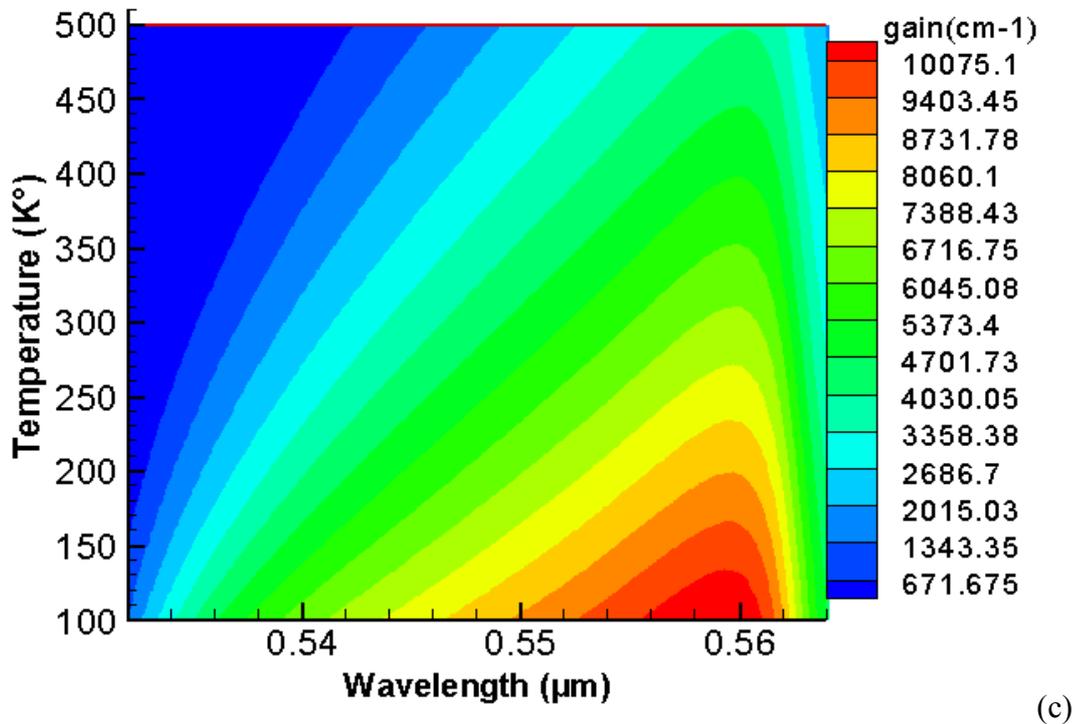
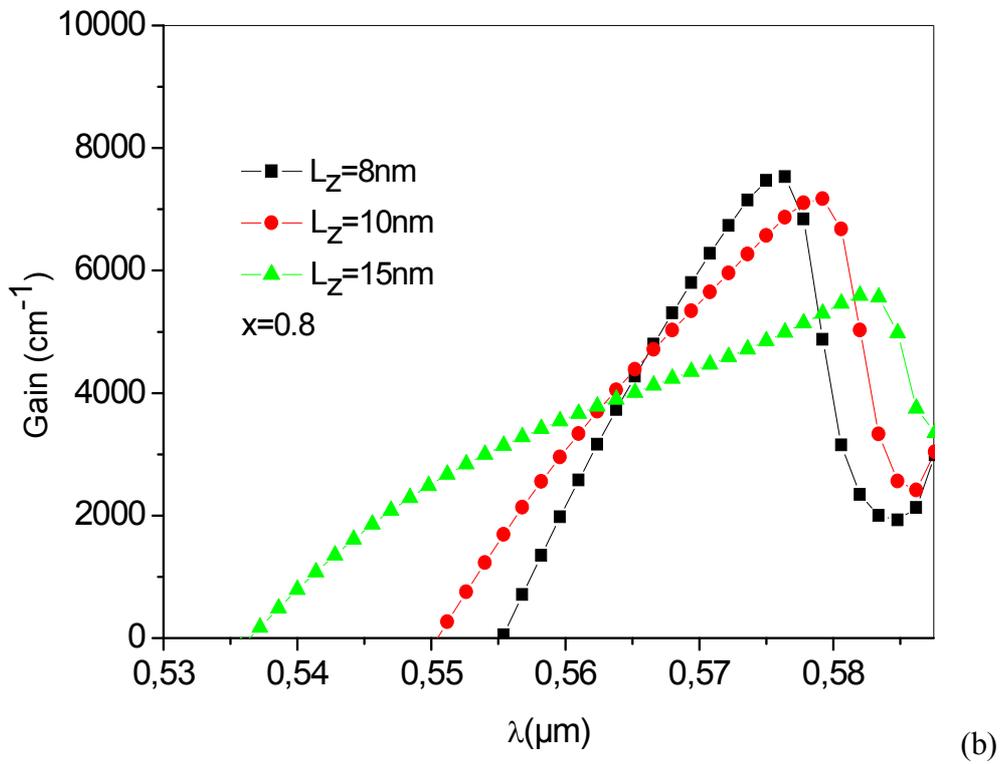
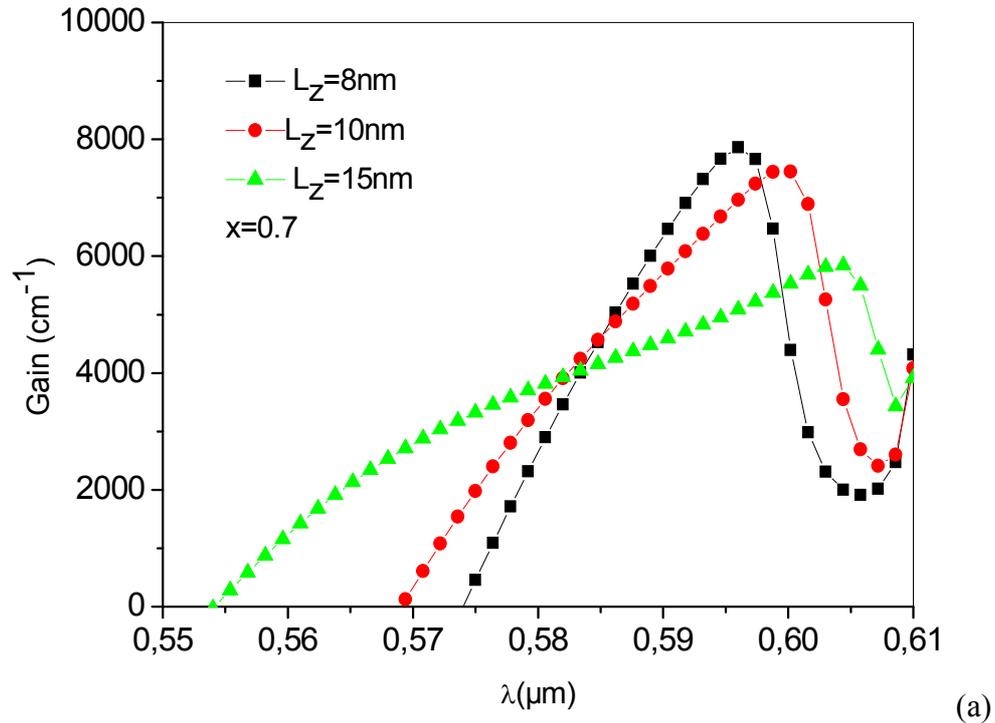


Figure IV.6: Spectres du gain optique en fonction de la longueur d'onde à différentes températures pour trois structures de puits quantiques: (a) $Cd_{0.3}Zn_{0.7}Te / ZnTe$, (b) $Cd_{0.2}Zn_{0.8}Te / ZnTe$, (c) $Cd_{0.1}Zn_{0.9}Te / ZnTe$. Avec $L_z = 10$ nm et $N = 5.10^{18}$ cm⁻³.

IV.8.1.3. Influence de la largeur du puits sur le gain optique

La figure IV.7 (a, b, c) représente, la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs des largeurs du puits.

On voit clairement qu'avec l'augmentation de la largeur du puits, une réduction du gain optique et une augmentation de la largeur du spectre du gain optique ont été constatées. Lorsque la largeur des puits (L_z) diminue, la densité des états augmente et par conséquent le gain augmente. En outre, il est indiqué que le spectre du gain se déplace vers des longueurs d'onde plus longues. Cela s'explique par la diminution de l'énergie de transitions.



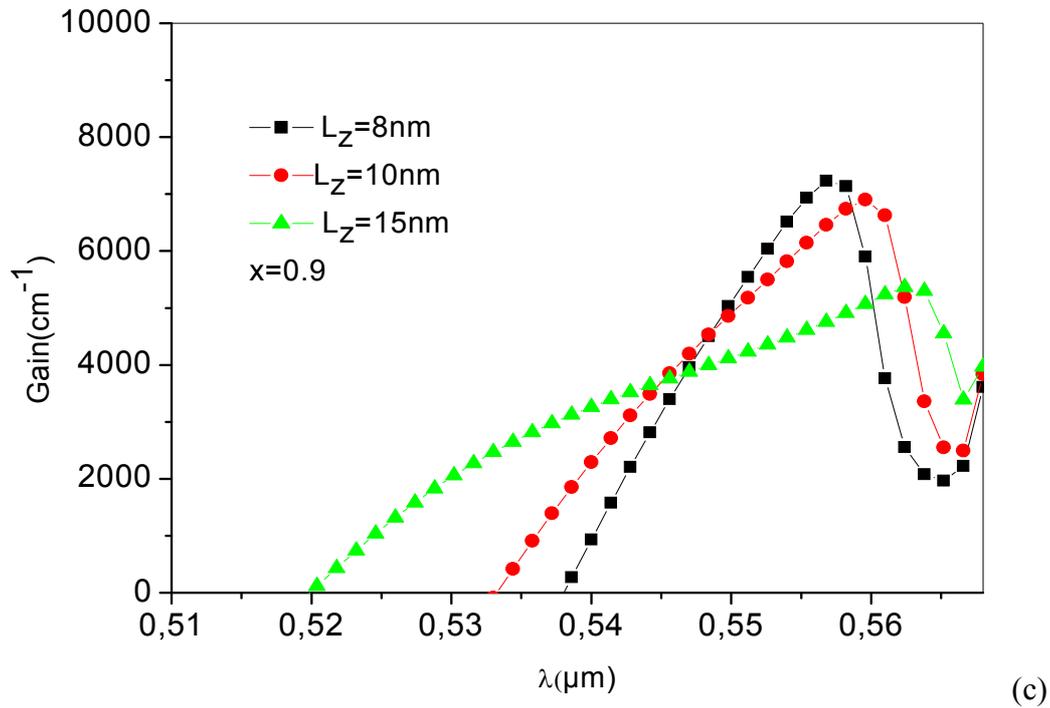


Figure IV.7. Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde pour différentes largeurs du puits, avec $N = 5.10^{18} \text{cm}^{-3}$: (a) $Cd_{0.3}Zn_{0.7}Te / ZnTe$, (b) $Cd_{0.2}Zn_{0.8}Te / ZnTe$, (c) $Cd_{0.1}Zn_{0.9}Te / ZnTe$.

IV.8.2. Calcul du gain optique maximum

La figure IV.8 montre la variation du gain maximal de $Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe$ en fonction de l'injection des porteurs N pour différentes compositions x en Zn. Nous notons que ce gain maximal augmente rapidement dès que le seuil de transparence est atteint. Ceci est dû à l'effet laser. Les trois densités de transparence (N_{tr}) pour $Cd_{0.3}Zn_{0.7}Te$, $Cd_{0.2}Zn_{0.8}Te$ et $Cd_{0.1}Zn_{0.9}Te$ égale à 1.2×10^{18} , 1.25×10^{18} , $1.30 \times 10^{18} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ respectivement.

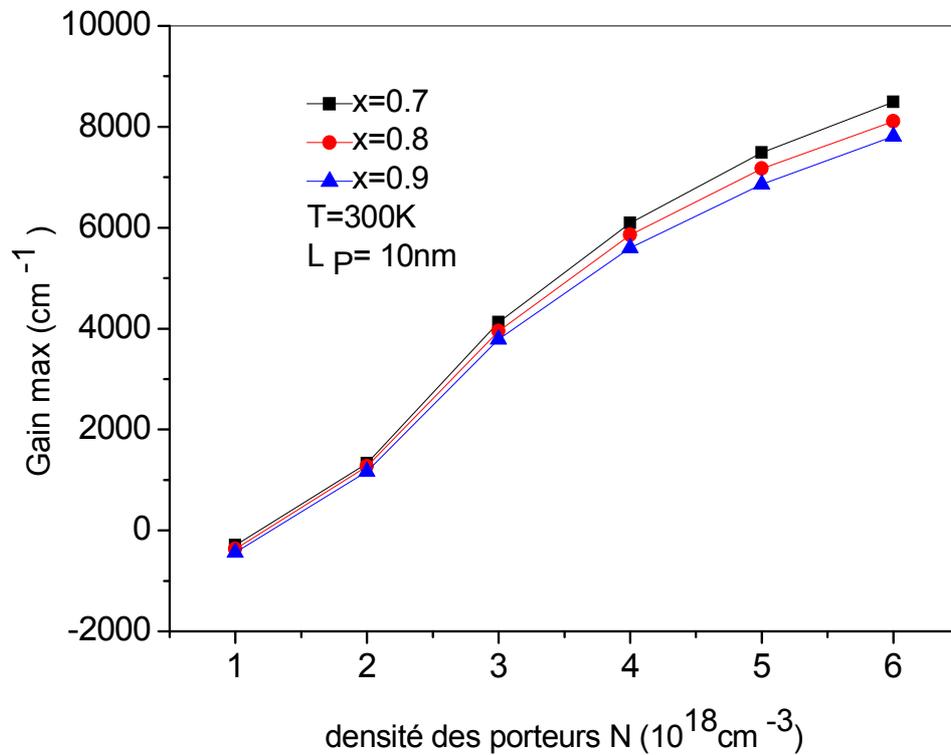


Figure IV.8. Variation du gain maximum en fonction de la densité des porteurs N .

IV.8.3. Effet de la largeur du puits sur le facteur de confinement

La figure IV.9 représente la variation du facteur de confinement en fonction de la largeur du puits pour différente concentration Zn. On constate que le facteur de confinement augmente, avec l'augmentation de la largeur de puits et diminue avec l'augmentation de la concentration Zn.

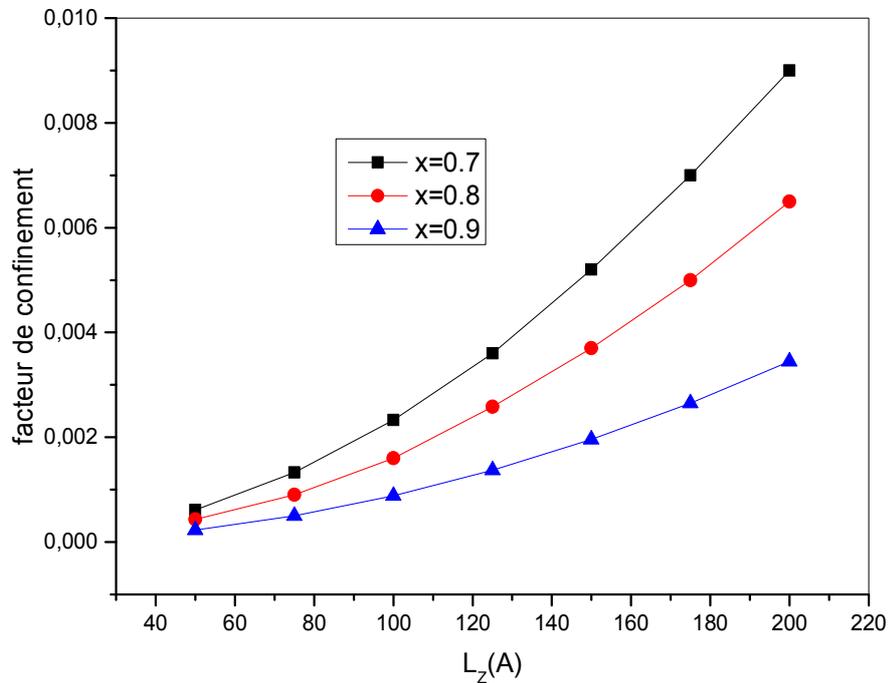


Figure IV.9. Variation du facteur de confinement en fonction de la largeur de puits

IV.8.4. Densité du courant de seuil

IV.8.4.1. Effet de la largeur du puits sur la densité du courant de seuil

La figure (IV.10) montre la variation de la densité du courant de seuil en fonction de la largeur du puits (épaisseur de la zone active) pour différentes concentrations Zn. On remarque que la densité du courant de seuil diminue avec l'augmentation de la largeur du puits. Ce phénomène est dû à l'augmentation du facteur de confinement optique car ce dernier est proportionnel à la largeur du puits. On constate aussi que la densité du courant de seuil augmente avec l'augmentation de la concentration Zn ce qui est expliqué par la diminution du facteur de confinement.

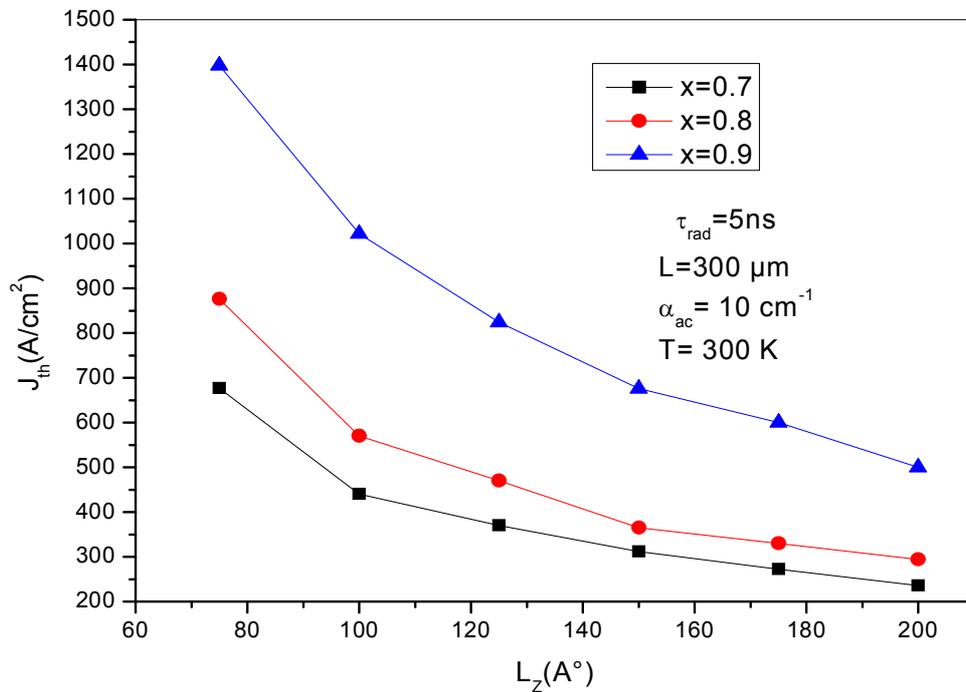


Figure IV.10. Variation du courant de seuil en fonction de la largeur puits.

IV.8.4.2. Effet de la longueur de cavité sur la densité du courant de seuil

La figure IV.11 représente la variation de la densité du courant de seuil en fonction de la longueur de la cavité.

On voit clairement que, l'augmentation de la longueur de cavité fait diminuer les pertes de la cavité et par conséquent la densité du courant de seuil diminue. On observe aussi que l'augmentation de la concentration Zn, augmente la densité du courant de seuil ceci est due à la diminution de l'indice de réfraction qui conduit à la diminution du facteur de confinement ce qui nous ramène à un confinement des photons plus faible dans la région active (puits quantique).

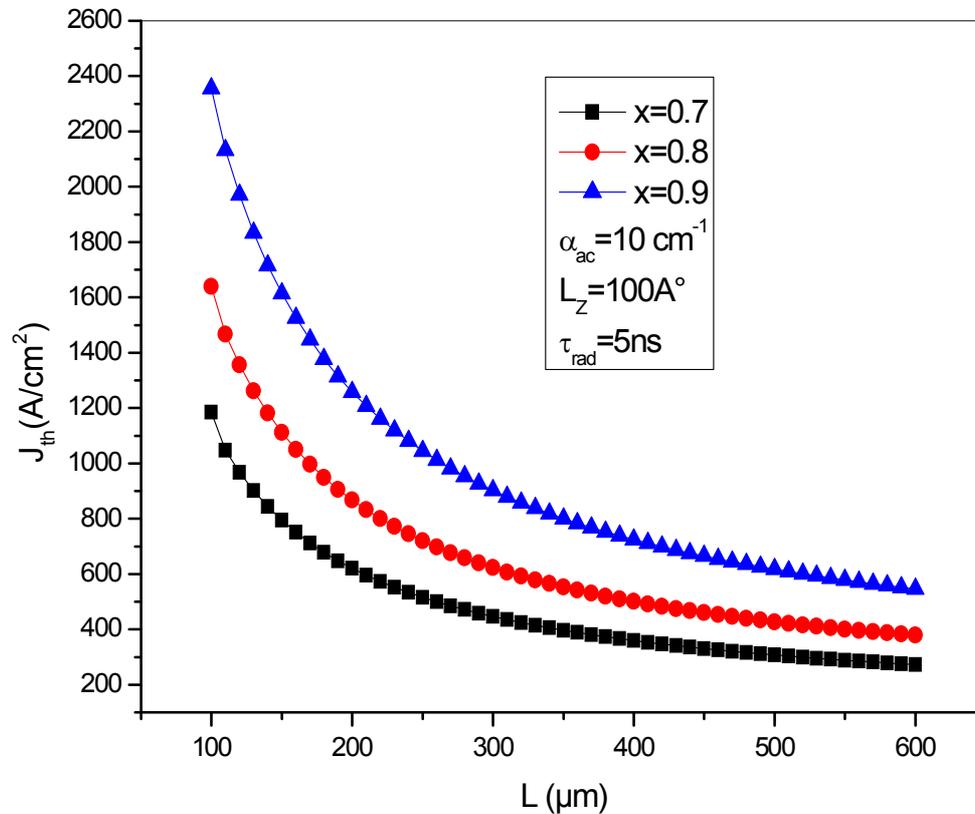
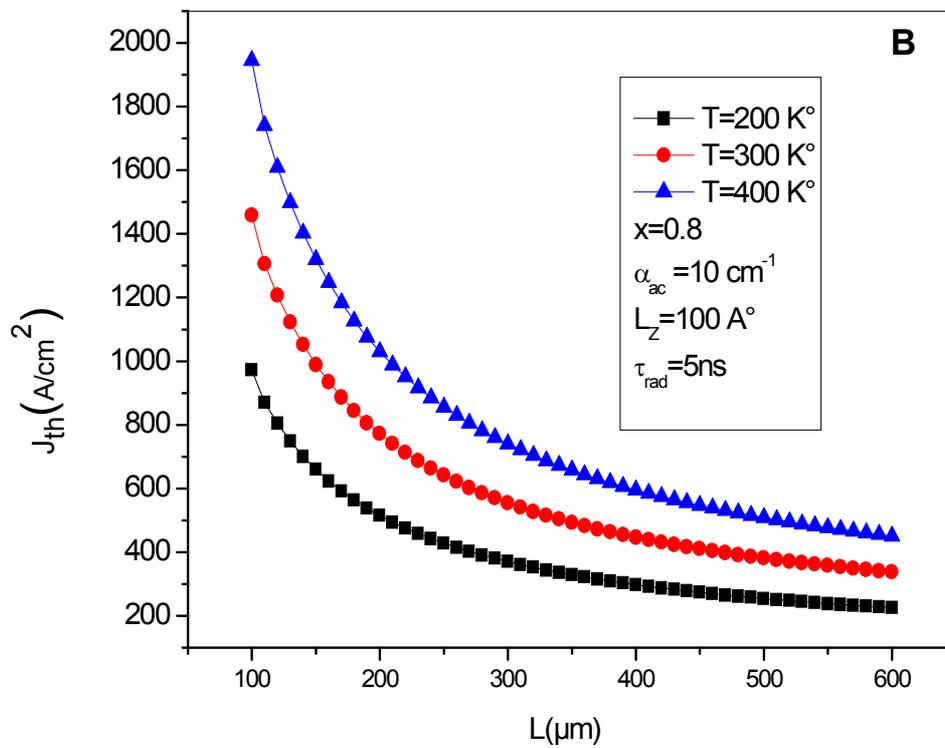
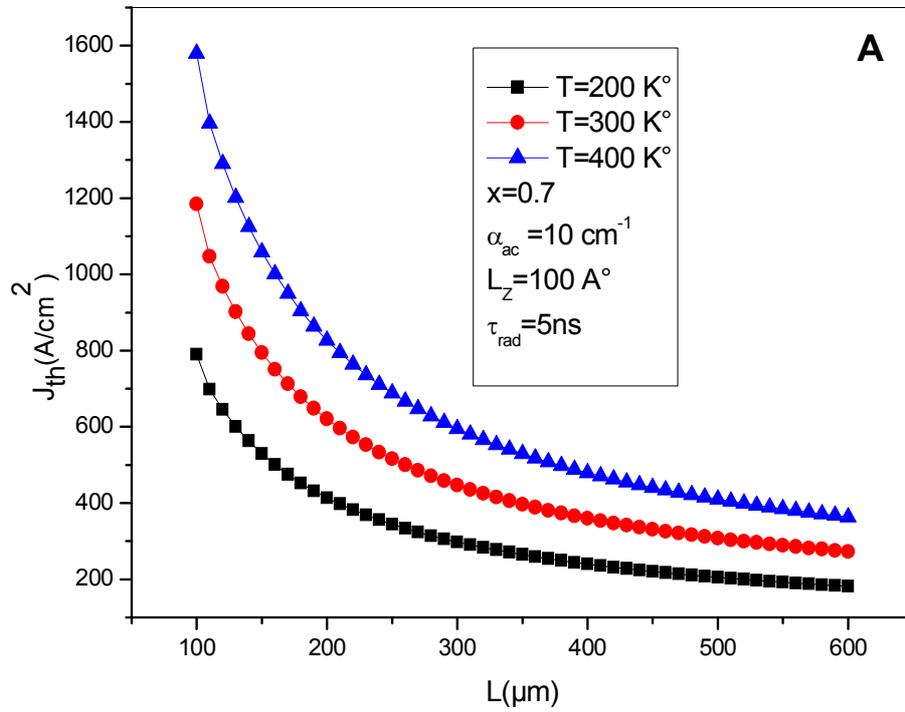


Figure IV.11. Variation de courant de seuil en fonction de la longueur de cavité.

IV.8.4.3. Effet de la température sur la densité du courant de seuil

La figure IV.12 exprime la variation de la densité du courant de seuil en fonction de la longueur de cavité pour différentes températures à différentes compositions de Zn. On remarque que l'augmentation de la température augmente la densité du courant de seuil. Cette augmentation du courant revient à la l'augmentation de la densité des porteurs de seuil qui est proportionnelle à la densité du courant.



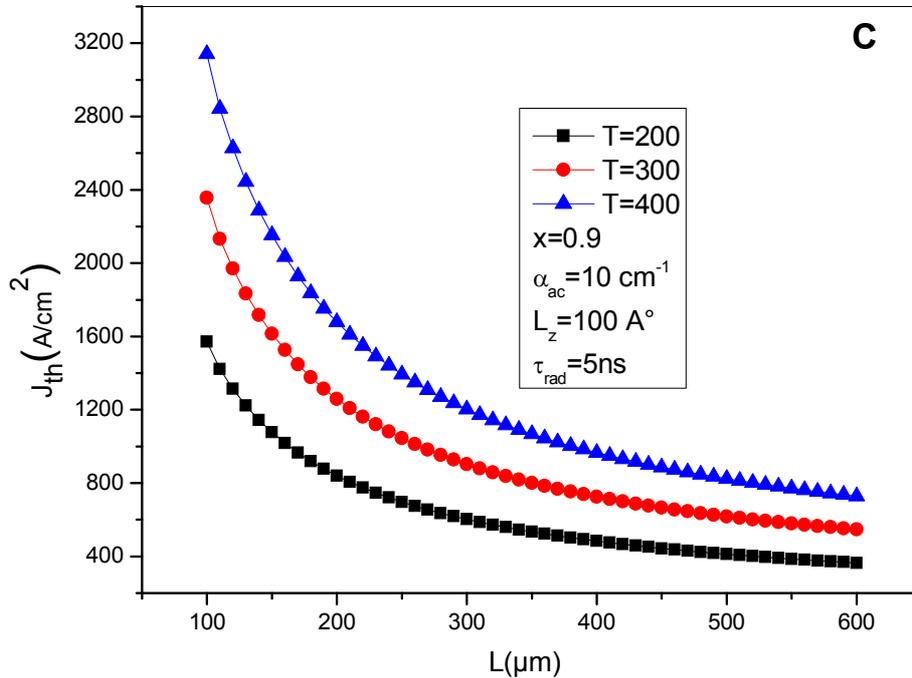
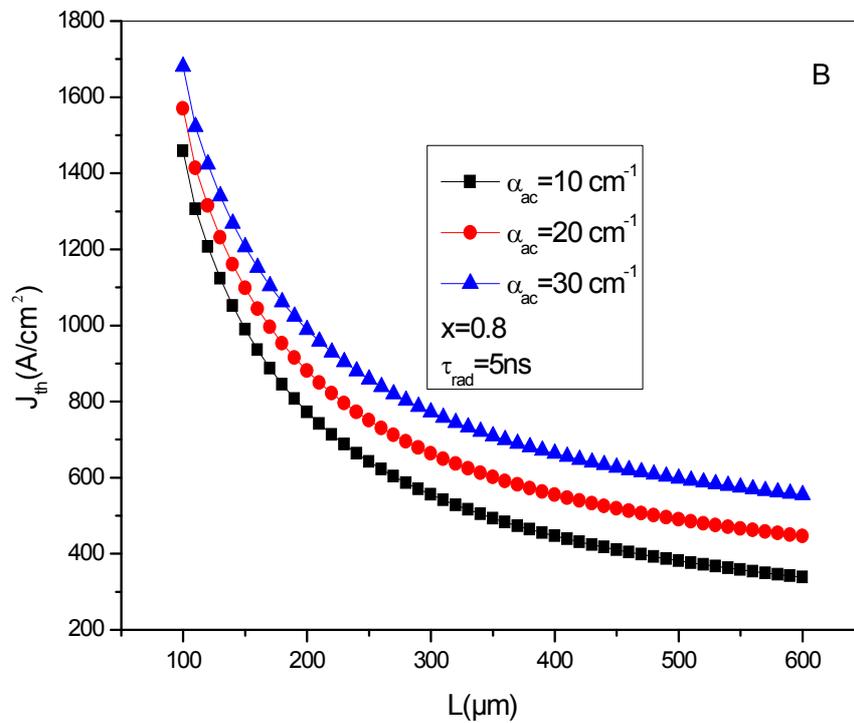
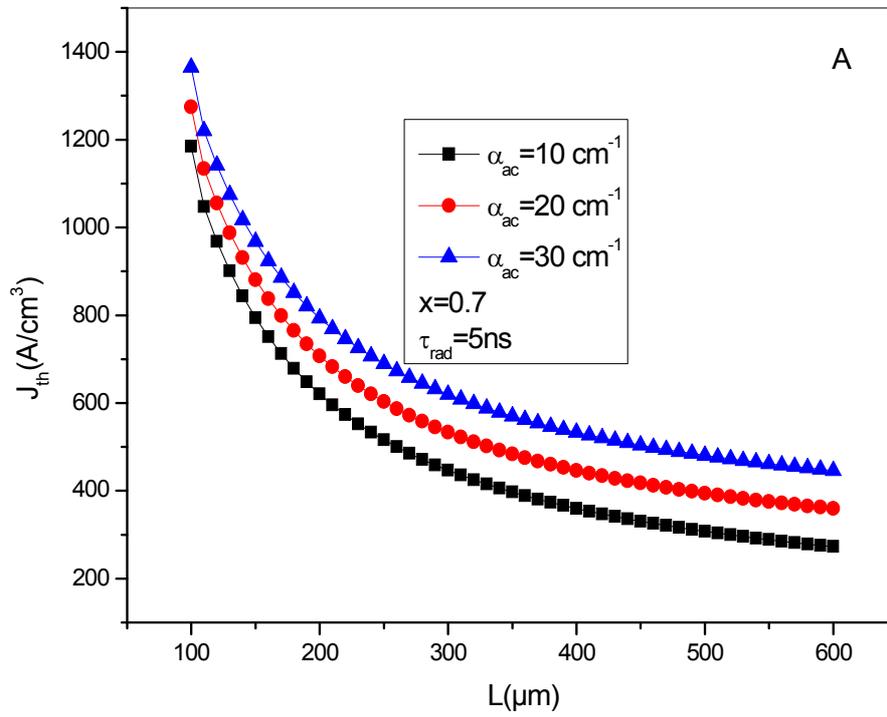


Figure IV.12. Variation de la densité du courant de seuil en fonction de la largeur de la cavité pour différentes températures. A) $x=0.7$, B) $x=0.8$, C) $x=0.9$.

IV.8.4.4. Effet des pertes internes de la couche active sur la densité du courant de seuil

La figure IV.13 montrée la variation de la densité du courant en fonction de la longueur de cavité pour différentes valeurs des pertes internes de la couche active à différentes compositions Zn. Comme c'est montré dans le graphe la densité du courant de seuil augmente avec l'augmentation des pertes internes de la couche active, car la densité des porteurs de seuil est augmentée. Tandis que l'augmentation de la concentration sera accompagnée par l'augmentation du courant de seuil puisque l'indice de réfraction devient plus en plus faible et cela nous conduit à la diminution du facteur de confinement et par conséquent l'augmentation du courant de seuil.



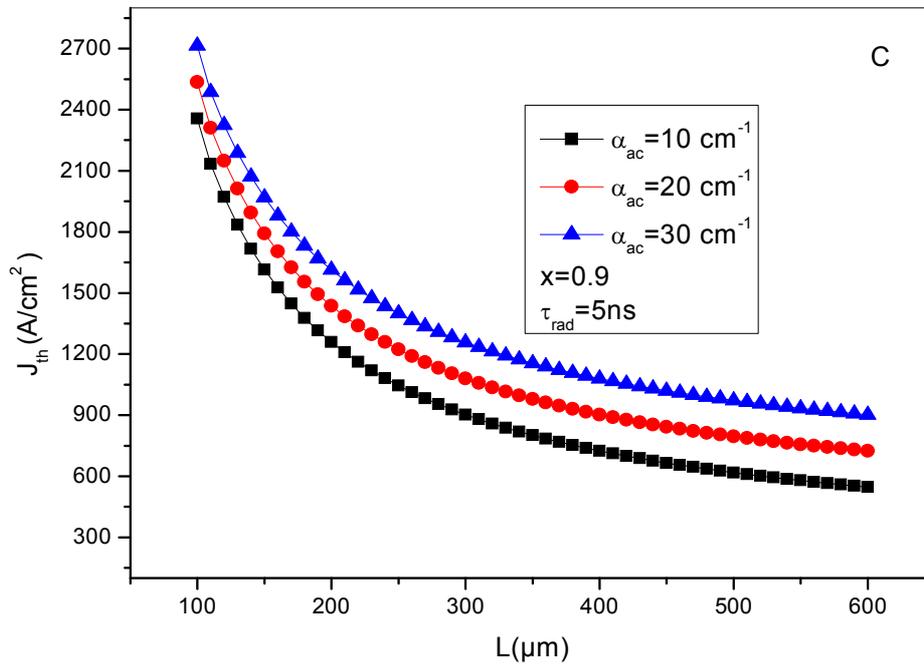


Figure IV.13. Variation densité du courant de seuil en fonction de la longueur de cavité pour différentes pertes de la couche active. A) $x=0.7$, B) $x=0.8$, C) $x=0.9$.

IV.9. Conclusion

Nous avons déterminé dans ce chapitre les modèles théoriques qui permettent de calculer le gain optique et la densité du courant de seuil de la structure CdZnTe/ZnTe dans le cas où l'effet de la contrainte prise en compte.

L'effet de la composition de l'alliage en Zn, la température, la largeur du puits sur le gain optique a été étudié. L'augmentation de la densité des porteurs fait augmenter le gain optique alors que l'augmentation de la composition de l'alliage, la température et la largeur du puits mènent à une diminution du gain optique.

Nous avons aussi étudié l'effet de la largeur du puits, la température, la longueur de cavité et les pertes internes de la couche active sur la densité du courant de seuil. L'augmentation de la température et les pertes internes de la couche active conduisent à une augmentation de la densité du courant de seuil et l'inverse pour la largeur de puits et la longueur de cavité.

A partir de cette étude nous concluons que les structures laser à base $Cd_{0.3}Zn_{0.7}Te/ZnTe$, $Cd_{0.2}Zn_{0.8}Te/ZnTe$, $Cd_{0.1}Zn_{0.9}Te/ZnTe$ peuvent produire de la radiation laser dans le vert, le jaune et l'orange respectivement, avec des densités de courant de seuil optimales dans la température ambiante.

Références

- [1] SELMANE Djamel "Modélisation et optimisation des lasers à puits quantique à base de nitrures et de matériaux II-VI utilisant des hétérostructures de l'ordre de l'Angstrom" Mémoire de Magister Université Hassiba Benbouali Chlef.
- [2] M. Asada, A. Kameyama, Y. Suematsu, IEEE J. « Fabrication of 780-nm AlGaAs Tunable Distributed Bragg Reflector Laser Diodes by Using Compositional Disordering of a Quantum Well » Quantum Electron. QE-20, 745,(1984).
- [3] 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).
- [4] A. Aissat, S.Nacer, M.Bensebti, J.P. Vilcot, 'low sensitivity to temperature compressive-strained structure quantum well laser $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ ', Microelectronics journal 40(2009)10-14.
- [5] KERKAR FOUZIA "Etude et calcul des propriétés de la structure à puits quantique $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}/\text{GaAs}$ en vue de son utilisation dans les diodes lasers émettant autour de 1.3 μm .
- [6] Aissat Abdelkader, « Modélisation et calcul du gain optique et du courant de seuil d'un laser à puits quantique contraint à base de $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ », Thèse Magister, Département d'électronique, université de Blida (1999).
- [7] M. Assada, A.Kameyama, Y. Suematsu, Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers. IEEE J. Quantum Electron. 20 (1984) 745.
- [8] T. Makino, analytical Formulas for the optical gain Quantum wells. IEEE J. Quantum Electron. 32 (1996) 493-501.
- [9] Minoru Yamada, Shouichi Ogita, Masayuki Yamagishi and Kouichi Tabata, "Anisotropy and Broadening of Optical Gain in a GaAs/AlGaAs Multiquantum- Well Laser", IEEE J. of Quantum Electronics. 21. (1985) 6.
- [10] S. Seki, K. Yokoyama, The effects of strain on the threshold current density in InGaAsP/InP strained-layer single-quantum-well lasers J. Appl. Phys. 76 (1994) 3250-3254.
- [11] M. Assada, Y. Suematsu, Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model-gain and gain-suppression in semiconductor lasers. IEEE J. Quantum Electron. 21 (1985) 434-442.
- [12] E.P. O'Reilly, A.R. Adams, Band structure engineering in strained semi-conductor laser. IEEE J. Quantum Electron. 30 (1994) 366-379.
- [13] D.Botez, " InGaAsP/InP double heterostructure lasers : simple expression for wave confinement , beam width and threshold current over wide "IEEE J. Quantum Electron.17(1981)178-186

- [14] K.J. Vahala, C.E. Zah, Effect of doping on the optical gain and the spontaneous noise enhancement factor in quantum well amplifiers and lasers studied by simple analytical expressions, *Appl. Phys. Lett.* 52 (23) (1988) 1945–1947
- [15] B.Gonul, M. Oduncuoglu, A theoretical comparison of the pressure dependence of the threshold current of phosphorus-,aluminium-and -nitrogen-based 1.3mm lasers, *Semicond.Sci.Technol.*19(2004)23–32.
- [16] G.P. Agrawal and N.K. Dutta, “Long –wavelength semiconductor laser”, Van Nostrand Reinhold company, New York (1986)
- [17] A. Haug ,” Auger recombination in quantum well semiconductors: calculation with realistic energy bands” , *semicond. Sci. Technol.* 7 (1992) 1337
- [18] M. Asada et Y. Suematsu, *Appl.phys.lett.*41,353,(1992)
- [19] Seung-Hwan park ‘Threshold current and differential gain in InGaAs/InGaAlAs strained QW ‘*JKPS* vol .30, N° 2, April 1997,pp.280-285
- [20] Seung-Hwan park “ Barrier –Height Effect on lasing InGaAs/InGaAlAs strained QW ‘*JKPS* vol .32, N° 5 , May 1998,pp.713-717.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce travail nous avons étudié la faisabilité d'une nanostructure laser à puits quantique à base des matériaux semi-conducteurs II-VI $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te} / \text{ZnTe}$ émettant dans la gamme spectrale (0.56-0.6) μm du visible. Nous avons présenté, dans un premier temps, les propriétés structurales et les bandes énergétiques des composés binaires (ZnTe , CdTe) ainsi que les différentes propriétés de leur alliage ternaire ($\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$) comme la variation d'énergie de la bande interdite, paramètre de mail, l'indice de réfraction et la variation des masses effectives en fonction de la composition d'alliage. Ensuite nous avons étudié les différentes propriétés des hétéro-structures multicouches à base de puits quantiques de $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te} / \text{ZnTe}$ (épaisseur critique, gap, décalage des bandes de conduction et de valence) avec prise en considération de l'effet de la contrainte. Ensuite nous avons présenté un modèle théorique simple permettant le calcul de l'énergie de quantification et l'énergie de transition du puits quantique. On a trouvé que la largeur de puits et la composition d'alliage en Zn, influent sur l'énergie de quantification et l'énergie de transition. Nous avons également déterminé les modèles théoriques qui permettent de calculer le gain optique et la densité du courant de seuil de la structure $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te} / \text{ZnTe}$. Les effets de la densité des porteurs, la composition de l'alliage, la température et la largeur de puits sur le gain optique ont été étudiés. Nous avons trouvé que le désaccord de maille défini par le paramètre (ϵ) est négatif quelle que soit la valeur des concentrations de Zn, ceci veut dire que notre hétéro structure $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te} / \text{ZnTe}$ est sous compression. Le choix de la composition d'alliage adopté dans notre étude ($x = 0.7, 0.8, 0.9$) est dû au faible désaccord de maille ($\epsilon \leq 2\%$) entre le puits et la barrière pour ces compositions. L'introduction d'une forte teneur en zinc permet d'obtenir des épaisseurs critiques plus grandes, ce qui favorise la croissance de puits plus épais et donc à l'obtention de longueurs d'onde plus grandes.

Le calcul effectué a montré que l'augmentation de la densité des porteurs de charges dans la région active provoque une augmentation du gain optique maximal, de sorte que pour $x = 0.7$ avec les densités 2×10^{18} et $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, nous avons obtenu une différence de gain maximal $\Delta g_{\text{max}} = 6100 \text{ cm}^{-1}$. Ce phénomène est lié au remplissage des hauts états des bandes de conduction et de valence avec l'augmentation de la densité des porteurs. La variation de la concentration de Zn déplace le spectre de gain optique vers les longueurs d'onde les plus courtes et réduit le gain maximum. Le décalage du spectre de gain est dû à l'augmentation du gap de $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ tandis que la diminution du gain optique maximal est particulièrement due à la

diminution du confinement optique, car l'indice de réfraction est plus élevé dans la couche active (puits / CdZnTe) que dans les couches adjacentes pour une faible concentration de Zn.

On a trouvé aussi que le gain maximum diminue considérablement avec l'augmentation de la température. La simulation effectuée montre que pour $T = 300$ K, le gain maximum est égal à 7387 cm^{-1} . Si la température augmente à $T = 400$ K, le gain maximum devient 5910 cm^{-1} , donc il y a une diminution $\Delta g_{\text{max}} = 1476 \text{ cm}^{-1}$. Cette diminution est due à une large dispersion d'électrons et de trous qui sont confinés à la couche active. En augmentant la largeur du puits, nous avons constaté une réduction du gain optique et un déplacement du spectre du gain optique. Lorsque la largeur de puits (L_z) diminue, les densités d'états augmentent d'où l'augmentation du gain tandis que le décalage du spectre de gain vers les longues longueurs d'ondes s'explique par la diminution de l'énergie de transition.

Nous avons aussi étudié l'effet de la largeur de puits, la température, la longueur de cavité ainsi que les pertes internes de la couche active sur la densité du courant de seuil, et nous avons trouvé que l'augmentation de la température et les pertes internes (zone active) conduisent à une augmentation de la densité du courant de seuil à cause de l'accroissement de la densité des porteurs de seuil. Par contre, l'augmentation de la largeur de puits et la longueur de cavité diminue la densité du courant de seuil, cela est le résultat de la diminution de la densité des porteurs de seuil.

En fin, nous concluons que les structures laser à base de $\text{Cd}_{0,3}\text{Zn}_{0,7}\text{Te} / \text{ZnTe}$, $\text{Cd}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{Te} / \text{ZnTe}$ et $\text{Cd}_{0,1}\text{Zn}_{0,9}\text{Te} / \text{ZnTe}$ peuvent produire de la radiation laser dans l'orange, le jaune et le vert respectivement, avec une densité de courant de seuil optimale dans la température ambiante.

Bibliographique

Bibliographiques

Références introduction générale

- [1] Y. H. Wu. Structure-Dependent Threshold Current Density for CdZnSe -Based II-VI Semiconductor Lasers- IEEE J. Quantum Electron. 30 (1996) 1562-1569
- [2] J. Singh, Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures (Cambridge: Cambridge University Press, 2003).
- [3] T. Heine, Acco. Chem. Res. 48, 65 (2015).
- [4] L.L. Chang, L. Asaki, W.E. Howard, R. Ludeksm, G. Schul, J. Vac. Sci. Technol. 10 (1973) 655.
- [5] Wolfgang Fasching: Doping Limits and Band Bandgap Engineering in Wide Gap II–VI Compounds, 1999.
- [6] E.L. Albuquerque, U.L. Fulco, M.S. Vasconcelos, and P.W. Mauriz, Phys. Lett. A 377, 582 (2013).
- [7] W.Z. Shen, K. Wang, L.F. Jian, X.G. Wang, S.C. Shen, H.Z. Wu, and P.J. Mclann, Appl. Phys. Lett. 79, 2579 (2001).
- [8] S. Dehimi, A. Abdelkader, D. Haddad, and L. Dehimi, Energy Proc. 74, 191 (2015).
- [9] Y.-H. Wu, IEEE J. Quantum Electron. QE-30 (1996) 1562
- [10] W.P. Risk, T.R. Gosnell, A.N. Nurmikko, Compact Blue-Green Lasers, Cambridge University Press, 2003
- [11] A.V. Nurmikko, R.L. Gunshor, Solid State Commun. 92 (1994) 113.
- [12] M. Kopytko, J. Wro'bel, K. Jo'z'wikowski, A. Rogalski, J. Antoszewski, N.D. Akhavan, G.A. Umana-membreno, L. Faraone, and C.R. Becker, J. Electron. Mater. 44, 158(2015).
- [13] P. Martyniuk, W. Gawron, and A. Rogalski, J. Electron. Mater. 42, 3309 (2013).
- [14] A.C. Poon, Z.C. Feng, Y.P. Feng, M.F. Li, J. Phys: Condens. Matter. 7 (1995) 2783.

Références chapitre I

- [1] K. Zanion, Semiconductors and Semimetals, R. K. Willardson and C. Beer, AcademicPress.
- [2] HAICHOURAmel « *Etude de Nanostructures laser à Base de ZnS / ZnSe/ ZnTe / CdZnSe /CdTe* » mémoire de magister université d'oran 2012.

- [3] S. Dehimi , , L. Dehimi, T. Asar , B. Mebarki, S. ÖzçelikOptik - International Journal for Light and Electron OpticsVolume 135, April 2017, Pages 153–159
- [4] L. Börnstein. Semiconductors, volume III/17.B. Springer, Berlin, (1999).
- [5] Y. Zhang, W.K. Ge, M.D. Sturge, J.S. Zheng and B.X. Wu: Phys. Rev. B 47, 6330 (1993).
- [6] D. J. Chadi, J. P. Walter, M. L. Cohen, Y. Petroff, and M. Balkanski. "Reflectivities and Electronic Band Structures of CdTe and HgTe". Phys. Rev. B, 5 :3058, (1972).
- [7] PLOOG K. Crystals: Growth, Properties and Applications Springer Verlag, Berlin 3, (1980).
- [8] WOOD C.E.C. Physics of Thin Films Ed. G. Hass and M.H. Francombe, Academic Press, New York, vol.II, 35, (1980).
- [9] HERMAN M.A., SITTER H. Molecular Beam Epitaxy : Fundamentals and Current Status Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-19075-9 (1989) or 2nd edition (1996).
- [10] FOXON C.T., JOYCE B.A. Fundamental Aspects of MBE Material Science 7, Chap. 1, (1981).
- [11] GAILLIARD J.P. A Thermodynamical Model of Molecular Beam Epitaxy, Application to the Growth of II-VI Semiconductors Revue Phys. Appliquée 22, 457, (1987).
- [12] KNUDSEN M. Experimental Determination of the Vapor Pressure of Mercury at 0° and Higher Temperatures Ann. d. Physik, Leipzig 29, 179, (1909).
- [13] HERMAN M.A., SITTER H. Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-19075-9 (1989) or 2nd edition (1996).
- [14] http://foton.insa-rennes.fr/documents/poster_epitaxie.pdf
- [15] E. N. Sobol, *Phase transformations and ablation in laser-treated solids*, John Wiley and Sons edition, New York, United States (1995).
- [16] Sylvain Tricot, thèse de doctorat intitulé: « *Comparaison des procédés d'ablation par faisceau laser et par faisceau d'électrons pour la croissance de couches minces* », université d'Orléans, (2008) 9.
- [17] P. Schaaf, Prog. Mater Sci. 47 (2002) 1–161.
- [18] W. R. Grove, « *On the electrochemical polarity of gases* », Philos. T. Roy. Soc. B(London), 142 (1852) 87–102..
- [19] F. M. Penning, Physica 3 (1936) 873.
- [20] F. M. Penning, US Patent 2-146-025 (1939).

- [21] Pascale Plantin, Thèse de doctorat intitulée : « *Dépôts multicouches Fe/W sur substrat de Fe par pulvérisation magnétron D.C* », Université d'Orléans, France (2006) 17.
- [22] J. Hirunlabh, S. Suthateeranet, K. Kirtikara, Ralph D. Pynn, *Thammasat Int. J. Sc.Tech.*3 (1998) 2.
- [23] Saleh Zerkout, Thèse de doctorat, Université de Constantine (2004).
- [24] G. K. Wehner, *Phys. Rev.* **102** (1956) 690-704.
- [25] Abdeslam DOUAYAR, thèse de doctorat intitulée: « Contribution à l'étude des propriétés structurales, optiques et électriques des couches minces de l'oxyde de zinc (ZnO)dopé (fluor, indium, aluminium et néodyme) », Université Mohammed V – Agdal, Maroc(2013) 62.

Références chapitre II

- [1] D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé-Dhaoui, *Les lasers*, Dunod, 2004.
- [2] Romain Maciejko. *Optoélectronique*. Montréal, Presse internationale Polytechnique, 2002.
- [3] Luc Dettwiller. *Les lasers et leurs applications*. Paris, ellipses, 1998
- [4] Gilbert G., Alain A et Claud F, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*, ellipses, 1997
- [5] Larry A. Coldren, Scott W. Corzine. *Diode laser and photonic Integrated circuit*. John Wiley& Sons, 1995.
- [6] Angélique Rissons "caractérisation et modélisation optoélectronique de diode laser à cavité vertical" thèse doctorat, Ecole nationale supérieur de l'aéronautique et de l'espace, Octobre 2003
- [7] Y. BOUCHER, " propriétés optiques d'empilement multicouches de semi-conducteurs III/V GaAs /GaAlAs application à l'étude des microcavités laser à émission surfacique " 'Thèse de Physique, Université de Paris-Sud Centre D'Orsay, Orsay, Octobre 1993.
- [8] E. Rosencher, BorgeVinter. *Optoélectronique*. pp.354-356, pp.519-522, Masson,1998.
- [9] *SELMANE Djamel* "Modélisation et optimisation des lasers à puits quantique à base de nitrures et de matériaux II-VI utilisant des hétérostructures de l'ordre de l'Angstrom" Mémoire de Magister Université Hassiba Benbouali Chlef.
- [10] R. Agah, J. A. Pearce, A. J. Welch, and M. Motamedi, "Rate process model for arterial tissue thermal damage: implications on vessel photocoagulation," *Lasers Surg. Med.* 152, 176–184, (1993).

- [11] A. Klehr, H. Wenzel, O. Brox, F. Bugge, G. Erbert, T-P. Nguyen and G. Tränkle. High power DFB lasers for D1 and D2 caesium absorption spectroscopy and atomic clocks. Proc. of SPIE. 6909, 69091E, (2008).
- [12] Klouche Nawel "Etude d'une structure laser à semi-conducteur pour application dermatologique " thèse de doctorat, université d'Oran (USTO-MB), Mai 2015
- [13] Fleming M., Mooradian A. Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled Semiconductor Lasers. IEEE Journal of Quantum electronics, 17, No. 1 (1981).
- [14] Lang R. Kobayashi K. External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties. IEEE Journal of Quantum Electronics. 16, No. 3. (1980)
- [15] Baillard X, Gauguet A., Bize S., Lemonde P., Laurent P., Clairon A., Rosenbuch P. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. Optics communications 266, pp. 609-613 (2006).
- [16] Soda H., Iga K, Kitahara C, Suhematsu Y. GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Laser. Jpn. J. App. Phys., 18, 12, pp.2329-2330 (1979).
- [17] J. Bardeen and W.H. Brattain phys. Rev. 74, 230 (1948)
- [18] R.C. Miller, D.A. Kleinman, O. Munteanu and W.T. Tsang Appl. Phys. Lett., 39, 1 (1981)
- [19] C. Weisbuch, R.C. Miller, R. Dingle, A.C. Gossard and W. Wiegmann solid state comm., 37, 219 (1981)
- [20] R. Dingle, W. Wiegmann and C.H. Henry phys. Rev. Lett., 33, 827 (1974)
- [21] R. People, K.W. Wecht, K. Alavi and A.Y. Cho Appl. Phys. Lett. 43, 118 (1983)
- [22] A.C. Gossard, W. Brown, C.L. Allyn and W. Wiegmann J. Vac. Technol., 20, 694 (1982)
- [23] D.F. Welch, G.W. Wicks and L.F. Eastman J. Appl. Phys. Rev., B29, 3470 (1984)
- [24] I.M. Lifshits and M.I. Koganov uspekhi Fis. Nauk SSSR, 91, 795 (1962)
- [25] R.C. Miller, A.C. Gossard, D.A. Kleinman and O. Munteanu, phys. Rev. B29, 3470 (1984)
- [26] P. Dawson, G. Duggan, H.I. Ralph, K. Woodbridge and G.W. Hoof superlattices and Microstructures, 1, 231, (1985)
- [27] M.H. Meynadier, C. Delalande, G. Bastard, M. Voos, F. Alexandre and J.L. Lievin phys. Rev., B31, 5539 (1985).
- [28] M. Asada, A. Kameyama, and Y. Suematsu, IEEE J. Quantum Electron. 20, 745 (1984).

Références chapitre III

- [1] S. Dehimi, L. Dehimi, T. Asar, B. Mebarki, S. Özcelik, Modeling and simulation of $Zn_xCd_{1-x}Te/ZnTe$ quantum well structure for laser applications. *Optik* 135 .pp. 53–159. 2017.
- [2] Mami Fatima Zohra mémoire de magister « Etude d'un photo-detecteur nanostructuré a base de puits quantique $Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe$ ».
- [3] J. E. Hastie, J. M. Hopkins, C. W. Jeon, S. Calvez, D. Burns, M. D. Dawson, R. Abram, E. Riis, A. I. Ferguson, W. J. Alford, T. D. Raymond, and A. A. Allerman, "Microchip vertical external cavity surface-emitting lasers," in *Lasers and Electro-Optics Society, 2003. LEOS 2003. The 16th Annual Meeting of the IEEE, 2003*, pp. 507-508 vol.2.
- [4] Y.X.Dang, W.J. Fan, S. T. Ng, S. F. Yoon, and D. H. Zhang, « Study of interdiffusion in $GaNAs/GaAs$ quantum well structure emitting at 1.3 μm by eight-band k.p method », *Journal of applied physics* 97,103718, School of Electrical And Electronic Engineering, Nanyang Technological University, Singapore 639798 (2005).
- [5] Debdeep Jean U.K. Mishra “Effect of scattering by strain fields surrounding edge dislocations on electron transport in tow-dimensional electron gases’ Department of Electrical and Computer Engineering University of California, Santa Barbara CA,93106
- [6] Chih-Sheng et al ‘Modeling of Strained Quantum-Well’*IEEE VOL.1 N° 2* (1995)
- [7] A. Aissat , M. El bey , R. Bestam , J.P. Vilcot , Modeling and simulation of $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP$ quaternary structure for photovoltaic, *International of Hydrogen Energie* ,39(2014) 15287-15291
- [8] Yvan CUMINAL « Réalisation et etude de diodes lasers à base de GaSb émettant vers 2.3 μm pour application à l’analyse des gaz» thèse de Doctorat UNIVERSITE MONTPELLIER II
- [9] A. Aissat, M. Fathi, and J.P. Vilcot, Design and Simulation of $Cd_{1-x}Zn_xTe$ Thin Films Epitaxied on CdTe Substrate for Photovoltaic Devices Applications. *Energy Proc.* 36, 86 (2013).
- [10] H. Mathieu, *Physics of Semiconductors and Electronic Components* (Paris: Masson, 1996).
- [11] A.B. Nasrallah, S. Mnasria, N. Sfinaa, N. Bouarissab, and M. Saida, Calculation of band offsets in $Cd_{1-x}X_xTe$ alloys, X = Zn, Mg, Hg and Mn and magnetic effects in CdMnTe *J. Alloys Compd.* 509, 7677 (2011).
- [12] T. Y. Wang and G.B. Stringfellow, *J appl. Phys.* 67(1) 1 January 1990.
- [13] G. S. Solomon *Advance Optoelectronic Devices* G. S. Springer 2002.
- [14] Scan J. Yoon and Insook Lee, Tensile Strain Effects on GaN- based QW. *JKPS Vol 34*, June 1999. pp S386-S392.

- [15] C. Lambert, Computer Physics Communications 93 (1996) pp 53-81.
- [16] G. Ghione, Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics (Politecnico di Torino, Italy: Cambridge University, 2009)
- [17] 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).
- [18] N.K.Dutta, G.P.Agrawal, Semi-conductor lasers, Van Nostrand Rein Hold (1993).
- [19] A.K. Ghatak, K. Thyagarjan, M.R. Shenoy, IEEE.J. Quantum. Electron, QE-24. (1988).
- [20] M.F.H. Schuurmans, G.W.T Hooft, Phys Rev B31 (1985).
- [21] Semiconductor Laser", Kluwer Academic, 2nd ed. (1993).
- [22] Seoung Hwan Park. Woo-Pyo Hong. Optical Properties of Strained CdZnTe/ZnTe Quantum Dots. Journal of the Korean Physical Society. 55(2009) 2517-2521.
- [23] P.R. Vaya, R. Srinivasan. Simulation study of strained layer $Cd_xZn_{1-x}Te-ZnTe$ quantum well laser structures .Materials Science and Engineering 57 (1998) 71–75.
- [24] Joachim Piprek . Semiconductor Optoelectronic Devices; Introduction to Physics and Simulation. University of California at Santa Barbara, 2003.
- [25] Joachim Piprek. Semi-conductor optoelectronic devices introduction to physics and simulation. University of Californian at Santa Barbara.

Références chapitre IV

- [1] *SELMANE Djamel* "Modélisation et optimisation des lasers à puits quantique à base de nitrides et de matériaux II-VI utilisant des hétérostructures de l'ordre de l'Angstrom" Mémoire de Magister Université Hassiba Benbouali Chlef.
- [2] M. Asada, A. Kameyama, Y. Suematsu, IEEE J. « Fabrication of 780-nm AlGaAs Tunable Distributed Bragg Reflector Laser Diodes by Using Compositional Disordering of a Quantum Well » Quantum Electron. QE-20, 745,(1984).
- [3] 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, Berkekeley, California (2004).
- [4] A .Aissat, S.Nacer, M.Bensebti, J.P. Vilcot, 'low sensitivity to temperature compressive-strained structure quantum well laser $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ ', Microelectronics journal 40(2009)10-14.
- [5] KERKAR FOUZIA "Etude et calcul des propriétés de la structure a puits quantique $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ en vue de son utilisation dans les diodes lasers émettant autour de 1.3 μm .

- [6] Aissat abdelkader, « Modélisation et calcul du gain optique et du courant de seuil d'un laser à puits quantique contraint à base de $Ga_xIn_{1-x}As/InP$ », Thèse Magister, Département d'électronique, université de Blida (1999).
- [7] M. Assada, A.Kameyama, Y. Suematsu, Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 20 (1984) 745.
- [8] T. Makino, analytical Formulas for the optical gain Quantum wells. *IEEE J. Quantum Electron.* 32 (1996) 493-501.
- [9] Minoru Yamada, Shouichi Ogita, Masayuki Yamagishi and Kouichi Tabata, “Anisotropy and Broadening of Optical Gain in a GaAs/AlGaAs Multiquantum- Well Laser”, *IEEE J. of Quantum Electronics.* 21. (1985) 6.
- [10] S. Seki, K. Yokoyama, The effects of strain on the threshold current density in InGaAsP/InP strained-layer single-quantum-well lasers *J. Appl. Phys.* 76 (1994) 3250-3254.
- [11] M. Assada, Y. Suematsu, Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model-gain and gain-suppression in semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* 21 (1985) 434.442.
- [12] E.P. O'Reilly, A.R. Adams, Band structure engineering in strained semi-conductor laser. *IEEE J. Quantum Electron.* 30 (1994) 366-379.
- [13] D.Botez, “ InGaAsP/InP double heterostructure lasers : simple expression for wave confinement , beam width and threshold current over wide “*IEEE J. Quantum Electron.* 17(1981)178-186
- [14] K.J. Vahala, C.E. Zah, Effect of doping on the optical gain and the spontaneous noise enhancement factor in quantum well amplifiers and lasers studied by simple analytical expressions, *Appl. Phys. Lett.* 52 (23) (1988) 1945–1947
- [15] B.Gonul, M. Oduncuoglu, A theoretical comparison of the pressure dependence of the threshold current of phosphorus-,aluminium-and -nitrogen-based 1.3mm lasers, *Semicond.Sci.Technol.* 19(2004)23–32.
- [16] G.P. Agrawal and N.K. Dutta, “Long –wavelength semiconductor laser”, Van Nostrand Reinhold company, New York (1986)
- [17] A. Haug,” Auger recombination in quantum well semiconductors: calculation with realistic energy bands” , *semicond. Sci . Technol.* 7 (1992) 1337
- [18] M. Asada et Y. Suematsu , *Appl.phys.lett.* 41,353,(1992)
- [19] Seoung-Hwan park “Threshold current and differential gain in InGaAs/InGaAlAs strained QW ‘*JKPS* vol .30, N° 2, April 1997, pp.280-285
- [20] Seoung-Hwan park “ Barrier –Height Effect on lasing InGaAs/InGaAlAs strained QW ‘*JKPS* vol .32, N° 5 , May 1998,pp.713-717.

ملخص:

يركز هذا العمل على نمذجة بنية الليزر القائم على أساس متعدد البنية لبئر كموني لمواد أنصاف النواقل ((II-V) Cd_{1-x}Zn_xTe/ZnTe الهدف هو دراسة إمكانية الحصول على ليزر يعمل في نمط المستمر من أجل أطوال موجبة قصيرة في الطيف المرئي، وذلك من خلال تحسين الخصائص المهمة المتعلقة بالليزر التي هي مكاسب البصرية والكثافة تيار العتبة. ولهذه الغاية، أجرينا دراسة مفصلة لجميع خصائص نظام البئر الكموني على أساس Cd_{1-x}Zn_xTe/ZnTe قمنا بتقديم الخصائص البنيوية و البنية الشريطية لمواد أنصاف النواقل للمركبات الثنائية CdTe ZnTe وكذلك حساب مختلف الخصائص الفيزيائية لسبيكة Cd_{1-x}Zn_xTe بعدها قمنا بتحديد الطاقة الكمية والانتقالية للهيكل متعدد البنية Cd_{1-x}Zn_xTe/ ZnTe مع اخذ بعين الاعتبار تأثير الإجهاد. بعد ذلك قمنا بحساب الربح البصري بدلالة العديد من الخصائص من أجل الحصول على أقصى مكاسب البصرية في الطول الموجبة التالية (600، 580 و 560 نانومتر) الموافقة لمنطقة البرتقالي والأصفر والأخضر من الطيف الكهرومغناطيسي، وكذلك تحديد كثافة تيار العتبة لكل منهم.

الكلمات المفتاحية: ليزر ، بئر كموني، CdZnTe, ZnTe, أنصاف النواقل IV-II

Résumé :

Ce travail porte sur la modélisation de la structure laser à base d'hétéro-structure à puits quantique de matériaux semi-conducteur II-VI Cd_{1-x}Zn_xTe /ZnTe. L'objectif est d'étudier la faisabilité d'un laser fonctionnant en continu pour des longueurs d'ondes courtes du spectre visible, et cela en optimisant les paramètres importants du laser qui sont le gain optique et la densité du courant de seuil. A cet effet, nous avons procédé à une étude détaillée de l'ensemble des propriétés du système à puits quantique à base de Cd_{1-x}Zn_xTe /ZnTe. Nous avons commencé par présenter les propriétés structurales et de bandes des matériaux semi-conducteurs de composés binaires II-VI: ZnTe, CdTe, ainsi que le calcul de différentes propriétés physiques de son alliage ternaire Cd_{1-x}Zn_xTe, ensuite nous avons déterminé l'énergie de quantification et de transition des hétéro-structure Cd_{1-x}Zn_xTe/ ZnTe en mettant en considération l'effet de la contrainte. Par la suite nous avons calculé le gain optique en fonction de plusieurs paramètres, afin d'obtenir un gain optique maximale dans les émissions (600, 580 et 560 nm) dans la région d'orange, jaune, vert dans le spectre électro-magnétique, ainsi que la détermination de la densité de courant de seuil.

Mots clés : laser, puits quantique, CdZnTe, ZnTe, semi-conducteur II-VI.

Abstract:

This work deals with the modeling of the quantum well hetero-structure laser structure of II-VI Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe semiconductor materials. The objective is to study the feasibility of a laser operating continuously for short wavelengths of the visible spectrum, and this by optimizing the important parameters of the laser which are the optical gain, and the density of the threshold current. For this purpose, we proceeded to a detailed study of all the properties of the quantum well system based on Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe. We began by presenting the structural and band properties of semiconductor materials of binary compounds II-VI: ZnTe, CdTe, as well as the calculation of different physical properties of its ternary alloy Cd_{1-x}Zn_xTe, then we determined the energy of quantization and transition of the hetero-structure Cd_{1-x}Zn_xTe / ZnTe, by taking into account the effect of the strain. Subsequently we calculated the optical gain according to several parameters, in order to obtain a maximum optical gain in the emissions (600, 580 and 560 nm) in the region of orange, yellow, green in the electromagnetic spectrum, as well as the determination of the threshold current density.

Key words: laser, quantum well, CdZnTe, ZnTe, semi-conductor II-VI.