



L'effet de la température sur les paramètres fonctionnels d'un laser à boîte quantique InAs/GaAs

Abdelkader NASSOUR¹, Malika KANDOUCI¹, Hamza ABID¹, Abderrahmane NAAS² et Kada BITEUR¹

1- Département d'Electronique, Université Djillali Liabes, Sidi Bel-Abbes, Algérie

2- Département de Physique, Université de Sciences et de la Technologie d'Oran-MB, Oran, Algérie

nassour.2011@gmail.com

Résumé

Cet article a pour but d'étudier des structures à effet quantique InAs/GaAs sous forme de boîtes quantiques comme couche active d'une diode laser. L'étude proprement dite est basée sur l'effet de la température sur les paramètres fonctionnels de ce nouveau dispositif (basse dimensionnalité). La boîte quantique InAs/GaAs est de forme cubique. Un composant dont le fonctionnement est insensible à la température (ou dont la sensibilité est grandement réduite) peut s'affranchir du contrôle et permet de réduire le coût total de ce type de composant. A cet égard, nous avons optimisé ces paramètres de fonctionnement en fonction de la température tel que la longueur d'onde, le gain maximal et le courant de seuil par la méthode graphique.

Mots clés: matériaux; méthode graphique; température; longueur d'onde; courant de seuil; gain.

Abstract

This manuscript designed to study quantum effect structures InAs/GaAs quantum dots as active layer of a laser. The study based on the effect of the temperature of quantum dot on the functional parameters of this new device (low dimensional). The latter is of cubic form. A component whose operation is insensitive to temperature (or whose sensitivity is greatly reduced) can overcome the control and reduces the total cost of this type of component. In this regard we optimized the operating parameters of this laser as a function of the temperature such as the wavelength, the maximum gain and the threshold current by the graphic method.

Index Terms: materials; graphical method; temperature; wavelength; threshold current; gain.

I. Introduction

Les boîtes quantiques sont des nanostructures de très basse dimensionnalité (0D). Elles ont provoqué, ces dernières années, un vif intérêt à cause de leurs propriétés physiques spécifiques qui leur confère notamment de vastes potentialités d'intégration dans les dispositifs optoélectroniques. L'intérêt des BQs fut énoncé dès 1982, mais ce n'est qu'au début des années 1990 que les structures à BQs

avec des propriétés optiques raisonnables ont pu être élaborées (Guimard et al.) [6]. La méthode de fabrication des boîtes quantiques semi-conductrices la plus utilisée aujourd'hui est la méthode de croissance par auto-assemblage. Les deux principales techniques de croissance épitaxiale sont l'épitaxie par jet moléculaire (MBE) ou par dépôt en phase vapeur par décomposition organométallique (MOCVD) [24].

Les porteurs de charge sont confinés à trois directions de l'espace, la densité d'états est complètement discrétisée ce qui élimine la dispersion en \mathbf{k} , la raison pour laquelle ils sont appelés des atomes artificiels. [22].

Le Hamiltonien se déduit donc de celui du fil en rajoutant un profil de potentiel en y [12]

$$H_{\text{boite}} = H_{3D} + V(x, y, z) \quad (1)$$

avec $V(x,y,z)=0$ pour $x \in (0, L_x)$, $y \in (0, L_y)$, $z \in (0, L_z)$ et l'infini ailleurs.

Il n'y a plus de courbe de dispersion parabolique mais une discrétisation des niveaux d'énergies à l'image des niveaux dans un atome.

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*} \left(\left(\frac{n_x}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z}{L_z} \right)^2 \right) \quad (2)$$

$\rho(E)$ est alors un peigne de Dirac centré sur les énergies [4].

$$\rho(E) = \sum_n \rho_n(E) = 2 \sum_n \delta(E - E_n) \quad (3)$$

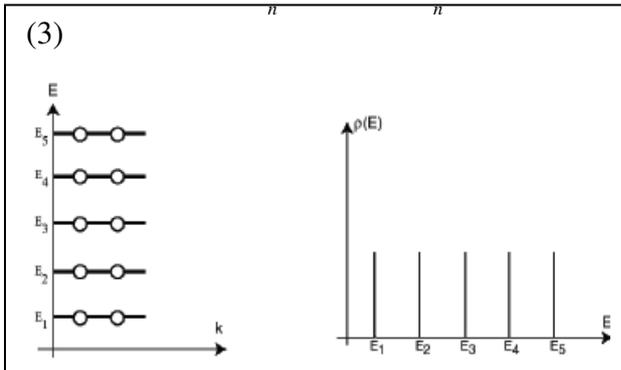


Figure 1. Courbe de dispersion $E(k)$ et densité d'état $\rho(E)$ pour une boîte quantique.

Les prédictions théoriques d'Arakawa et Sakaki [26] ont montré dès 1984 que la diminution de la dimension d'un système permettait de réduire la variation du courant avec la température.

La continuité des états d'énergie d'un laser à semi-conducteur rend ses

caractéristiques, notamment son courant de seuil, très sensibles à la température (interactions avec les phonons, vibrations du réseau d'origine thermique) [16]. Donc, pour un laser à BQ, la séparation large qui existe entre les niveaux d'énergie discrets devrait garantir une certaine indépendance thermique? De plus dans un matériau massif, lorsque la température augmente, les porteurs acquièrent une énergie qui les rend fortement mobiles et augmente la probabilité qu'ils rencontrent des centres de recombinaison non radiative (RNR) comme des défauts structuraux. Les BQ, à l'extrême, se comportent idéalement comme des pièges à porteurs, localisant latéralement les charges. Elles devraient donc procurer une relative immunité aux phénomènes non radiatifs parasites et par conséquent, une stabilité accrue du seuil vis à vis de la température [16].

Les systèmes d'InAs/GaAs, sont intéressants pour des raisons particulières. D'abord, ils offrent une émission radiative près de $1.3 \mu\text{m}$ (longueur d'onde idéale pour les fibres optiques) et proche de la température ambiante. Aussi, ces systèmes ont été modélisés [7,22] comme d'autres systèmes tel que d'InAs/InP.

II. Modèles mathématiques

Il est tout à fait clair que la longueur d'onde est donnée en fonction de la bande interdite du matériau formant la zone active et les niveaux discrets des électrons et des trous qui sont contrôlés par le confinement quantique, et la taille de la boîte quantique [8], où l'énergie des transitions inter-bandes (bande de valence vers la bande de conduction) est donnée par ; [16]

$$\hbar\omega = E_g + E_{en} + E_{hn} \quad (4)$$

Donc on a ;

$$\lambda(\mu\text{m}) = \frac{1,24}{E_g + E_{enml} + E_{hnm1}} \quad (5)$$

Avec :

$$E_{enml} = E_{ecl} + E_{eym} + E_{exn} \quad (6)$$

La boîte quantique est de forme cubique de taille (h) donc on peut écrire :

$$E_{ecl} = E_{eym} = E_{exn} = E_{chi} \quad (7)$$

Avec :

$$E_{enh} = (i+1) \frac{3\pi\hbar}{\sqrt{2m_e^*h}}, E_{hn} = (i+1) \frac{3\pi\hbar}{\sqrt{2m_h^*h}} \quad (8)$$

La transition la plus favorable pour émettre la lumière (émission depuis l'état fondamental) correspond à $i=0$.

Cette bande interdite ou bien la valeur de gap d'énergie de matériau semi-conducteur est fortement liée à la température. Cette influence est bien exprimée par le modèle de Varshni [17]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (9)$$

Où $E(T)$ est le gap d'énergie à la température T , $E(0)$ représente le gap à la température $0K$, α est une constante exprimée en eV/K, β est une constante proportionnelle à la température de Debye mesurée en K.

Un élément d'importance à noter est que la densité de courant de seuil d'un réseau idéal de boîtes quantiques ne comprend pas de terme dépendant de la température, puisque le courant de transparence est donné par [25]:

$$J_{tr} = qN_{QD} / \tau \quad (10)$$

Où τ est la durée de vie des porteurs et N_{QD} est la densité des boîtes quantiques.

Mais un phénomène typique d'une diode laser est l'augmentation du coefficient d'absorption interne avec la température en raison du taux de diffusion qui augmente. Le résultat net est que le seuil du courant

perturbé par la température (dégradation). La dépendance de la température est jugée à exprimer par la relation suivante [9] :

$$J_{th}(T) = J_0 \exp(T/T_0 - 1) \quad (11)$$

Autour d'une température de fonctionnement T (J_0 est une constante). La température constante T_0 est définie comme la température caractéristique d'un laser.

Les lasers à puits actuels possèdent un T_0 de l'ordre de 50 à 150 K. Pour les boîtes quantiques, les prédictions d'Asryan [1,2] annoncent des T_0 de l'ordre de 1000K. La valeur record de la température caractéristique T_0 est 320 K [23]. Ces caractéristiques sont bien meilleures que celles obtenues pour le système GaInNAs [14] mais également pour le système InGaAsP sur substrat de InP ($T_0=59$ K à 300 K [13]). Expérimentalement, un T_0 de l'ordre 385 K a ainsi été mesuré [5] (pour des températures entre 80K et 300 K, $\lambda=1.3\mu m$). A $1.5\mu m$ (InAs/InP) les températures T_0 mesurées sont moins bonnes [20]. Les études sur le dopage-P ou l'injection par effet tunnel font l'objet de beaucoup d'intérêt pour obtenir des T_0 plus élevées [3,21].

L'utilisation de la théorie de la densité matricielle avec relaxation élargie [15,18], donne un gain qui est exprimé comme suit [16]:

$$g(\omega) = \frac{\omega}{n} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sum_{lmn} \int_{E_g}^{\infty} R_{ch}^2 \cdot \frac{\rho_{ch} (f_c - f_v) \hbar / \tau_{in}}{(E_{ch} - \hbar\omega)^2 + (\hbar / \tau_{in})^2} dE_{ch} \quad (12)$$

Où la sommation est faite par rapport à des niveaux d'énergie quantifiés, ω est la fréquence angulaire de la lumière, ϵ_0 et μ_0 sont la constante diélectrique et la perméabilité du vide, n est l'indice de réfraction de la boîte quantique, f_c , et f_v sont les fonctions de Fermi, les quasi-niveaux de Fermi (E_{fc} et E_{fv}) sont déterminés par la densité de porteurs injectés comme indiqué ci-dessous. τ_{in} est le temps de relaxation

intrabande, et ρ_{ch} est la densité d'états de paires électron-trou avec les mêmes niveaux d'énergie quantifiés, elle est donnée par [16]:

$$\rho(E_{ch}) = 2\delta(E_{ch} - E_{cml} - E_{vml} - E_g) / w_x w_y w_z \quad (13)$$

Où w_x, w_y et w_z sont les dimensions de la boîte quantique suivant les directions x, y, et z respectivement, δ est la fonction de Dirad, E_{cml} et E_{vml} sont les niveaux d'énergie quantifiés.

L'amplitude du moment dipolaire R est donné par [11,15];

$$R^2 = \left(\frac{e\hbar}{2E_{ch}} \right)^2 \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{(E_g + 2\Delta_0/3)m_c} \quad (14)$$

La densité des électrons et trous ($N \sim P$) dans les boîtes quantiques est reliée aux quasi-niveaux de Fermi (E_{fc} et E_{fv}) [16]:

$$N = \sum_{lmn} \frac{2}{1 + \exp\left(\frac{E_{cml} - E_{fc}}{kT}\right)} w_x w_y w_z \quad (15)$$

III. Résultats et discussions

Nous avons utilisé la méthode graphique à l'aide du logiciel *Mathcad* et à partir des graphes nous avons déterminé les valeurs optimales des paramètres fonctionnels d'un laser à boîte quantique InAs/GaAs en intervenant sur la température à l'idée toujours de chercher des valeurs élevée de ce paramètre externe qui très important en comparaison avec d'autres travaux théoriques et expérimentaux. On va intervenir pour une taille de boîte. La boîte quantique considérée est de forme cubique.

A. La longueur d'onde d'émission

La température a une influence majeure sur la valeur de la bande interdite des matériaux massifs GaAs et InAs. Donc il est évident qu'elle a un effet direct sur la longueur d'onde d'émission de leur nanostructure et pour déterminer cet effet on fait appel au modèle de Varshni (9).

Les constantes de Vershni, la masse effective et l'indice de réfraction pour différents calculs sont montrées dans le tableau suivant :

Tableau I. Propriétés électroniques et optiques des binaires InAs et GaAs et constantes de Vershni.

Matériaux	$E_g(0)(eV)$	$\alpha(eV/K)$	$\beta(K)$	m_e^*/m_0	n
GaAs [25,19]	1,519ev	$5,40.10^{-4}$	204	0,0713	2,9929
InAs [19,10]	0,359ev	$3,3.10^{-4}$	217	0,0250	3,7510

On constate que plus la température est élevée plus la longueur d'onde augmente de façon proportionnelle à celle-ci. Il est donc nécessaire de maîtriser la température dans une certaine gamme de longueur d'onde d'émission du laser..

On peut fixer la taille de la boîte quantique à une valeur de 2,4nm [19] qui donne une émission dans la fenêtre 1,3µm de la transmission par fibre optique à $T=300K$, c'est une valeur inférieure à la taille obtenue pour la structure à boîte quantique cubique $Ga_{0,47}In_{0,53}As/InP$ par Y. Miyamoto et al [16] égale à 8,4nm à $T=300K$.

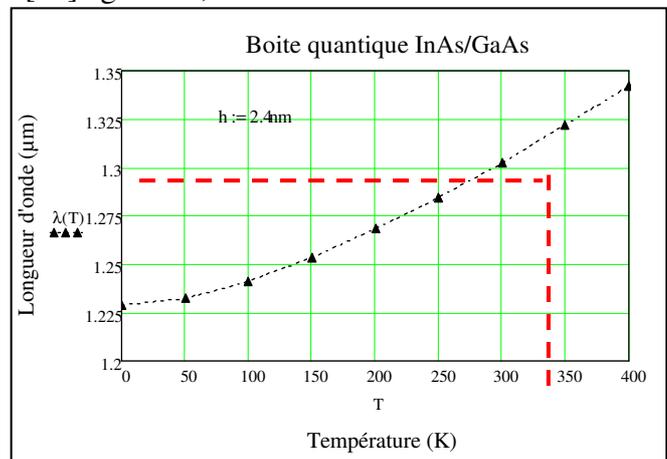


Figure 2. La longueur d'onde en fonction de la température.

B. La densité de courant de seuil

La dépendance de la densité du courant de seuil des deux lasers à boîtes quantiques (InAs) et à puits quantiques (InGaAsP), en fonction de la température est représentée sur la figure 3. A $300K$, la densité de courant de seuil est $\approx 300A/cm^2$ pour le laser à boîtes

quantiques, alors qu'elle est $\approx 1300 \text{ A/cm}^2$ pour celui à puits quantiques.

On constate que la sensibilité à la température de notre structure à boîte quantique InAs/GaAs (0D) est fortement réduite par rapport à celle du puits quantique InGaAsP (2D). Rappelons que la diminution de la dimension d'un système permet de limiter l'effet de la température sur son fonctionnement.

La valeur de J_{th} obtenue est encore plus faible par rapport à des lasers à boîtes quantiques d'InAs/GaAs élaborés par MOCVD où $J_{th}=476 \text{ A/cm}^2$ [6].

Ce comportement est décrit par la température caractéristique T_0 , qui décrit la dépendance en température de J_{th} , alors on cherche toujours des températures critiques T_0 très élevées pour assurer une grande stabilité par rapport à la température de fonctionnement du laser.

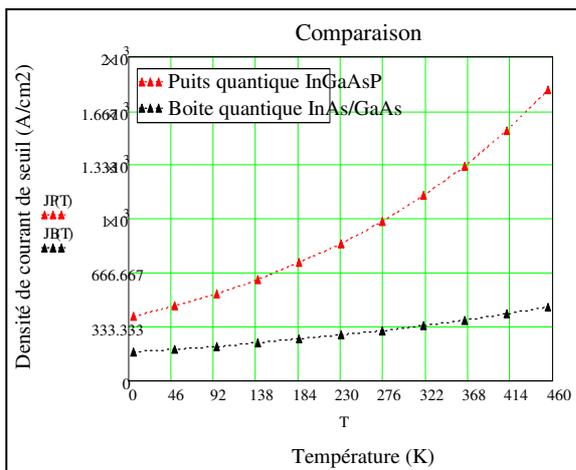


Figure 3. Comparaison de la dépendance de la densité de courant de seuil d'un laser à PQ InGaAsP [6] et d'un laser à BQ InAs/GaAs en fonction de la température.

C. Le gain maximal

La figure 4 illustre l'évolution de gain maximal en fonction de la température pour plusieurs tailles de boîtes quantiques à une densité de porteur de 10^{18} cm^{-3} . On remarque que le gain décroît lorsque la température augmente et la taille diminue. Donc on peut avoir des mêmes gains maximums avec des tailles différentes, on ajuste la gamme de température, telle que l'intervalle de

température utilisé dans ce cas qui est (150-600K).

De plus, à la température ambiante (300K) la valeur de gain maximal est égale à 20 cm^{-1} pour une taille de boîte quantique proche de 2,4nm. Cette valeur de gain de saturation assure une émission laser depuis l'état fondamental; ceci a pour conséquence directe une augmentation de la longueur d'émission (supérieure ou égale à $1,3 \mu\text{m}$) avec un courant d'injection plus faible (densité de courant de seuil réduite).

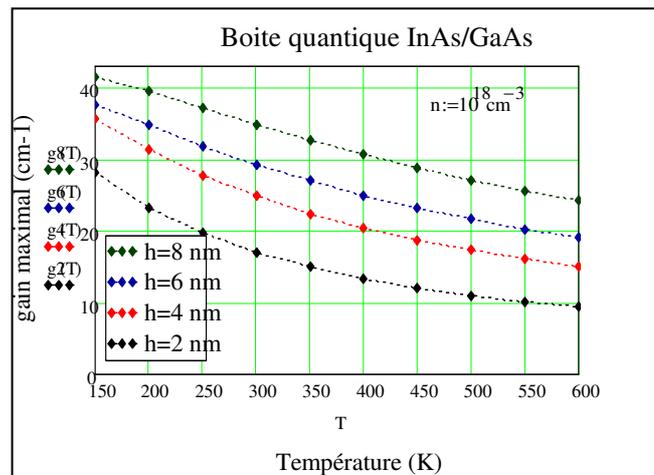


Figure 4. Le gain maximal en fonction de la température pour différentes tailles de boîtes quantiques ($h=8 \text{ nm}$, 6 nm , 4 nm , 2 nm) avec $n=10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

IV. Conclusion

Les effets de confinement dans de telles structures semi-conductrices à dimensionnalité réduites ont induits des propriétés électroniques (transport quantique), optiques (émission et absorption de la lumière) et thermique (la stabilité en température à deux origines distinctes, produites par le confinement : la séparation des niveaux d'énergie d'une part, et la localisation spatiale des porteurs d'autre part) très intéressantes et qui peuvent être contrôlées en jouant sur la taille et la géométrie de la structure quantique. Plusieurs simulations ont été réalisées, avec la longueur d'onde d'émission, la densité de courant de seuil ainsi que le gain maximal et ceci pour différentes valeurs de la température et la taille de boîte quantique qui est de forme cubique. A l'issue de ces résultats, l'émission à $1,3 \mu\text{m}$ depuis l'état

fondamental avec un gain maximal important (20cm^{-1}) et une densité de courant de seuil réduite ($300\text{A}/\text{cm}^2$) pour une taille de boîte quantique étroite (2,4nm) et environ d'une température ambiante ($T=300\text{K}$), ces caractéristiques sont le défi majeur, aujourd'hui, de la filière GaAs, il reste à créer une région active de haute qualité optique émettant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques à des températures très importantes.

Références

- [1] Asryan and Luryi., 2001.- Tunneling injection quantum dot laser: ultrahigh temperature stability. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.37.
- [2] Asryan and Luryi., 2003.- Temperature insensitive semiconductor quantum dot laser. Solid-State Electronics.
- [3] Bhattacharya and Gosh., 2002.- Tunnel injection In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs quantum dot lasers with 15 GHz modulation at room temperature. Appl.Phys.Lett, vol.80.
- [4] Christelle Monat., 2003.- Ilots Quantiques et Cristaux Photoniques Planaires pour un Laser faible Seuil à $1,55\mu\text{m}$. Thèse de doctorat, L'Ecole Centrale de Lyon.
- [5] D.Bimberg, N.Kirstaedter, N. N. Ledentsov, Zh. I. Alferov, P. S. Kop'ev, V. m. Ustinov., 1997.- InGaAs-GaAs quantum dot lasers. IEEE J.sel. Top. Quantum Electron., vol.3, 196-205.
- [6] D. Guimard, J. Tatebayashi, M. Nishioka, T. Yang, S. Tsukamoto and Y. Arakawa., 2010.- Les diodes lasers à base de boîtes quantiques auto-assemblées de InAs/GaAs pour les télécommunications optiques. University of Tokyo, Institute of Industrial Science, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8505.
- [7] E. C. Le Ru, J. Fack, and R. Murray., 2003.- Temperature and excitation density dependence of the photoluminescence from annealed InAs/GaAs quantum dots. Physical Review B, 67(24):245318.
- [8] Fafard, S., Liu, H.C., Waslewski, Z.R., Mccaffrey, J.P., Spanner, M., Raymond, S., Allen, C.N., Hinzer, K., Lapointe, J., Struby, C., Gao, M., Hawrylak, P., Gould, C., Sacharjda, A. et Zawadzki, P., 2000.- Quantum dot devices. Proceedings of Spie, vol. 4078, 100-113.
- [9] G. P. Agarwall and N. K. Dutta., 1986.- Long-wavelength, Semiconductor Lasers. Van Nostrand Reinhold, New York, p.57.
- [10] H. Abid., 1997.- Thèse de doctorat d'état, Université de Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès, Algérie.
- [11] H. Yang, X. Mu, I. B. Zotova, Y. J. Ding, and G. J. Salamo., 2002.- Self assembled InAs quantum wires on InP(001). Journal of Applied Physics 91, 3925.
- [12] Jean-Francois Hayau., 2009.- Caractérisation De Composants Photoniques A Base D'ilots Quantiques A Semi Conducteurs InAs/InP: Bruit Et Injection Optique. Université de Rennes I, France.
- [13] J.W. Pan, K.G. Chau, J.I. Chyi, Y.K. Tu et J.W. Liaw., 1998.- Appl. Phys. Lett., 72, 209.
- [14] K. Nakahara, M. Kondow, T. Kitani, M.C. Larson et K. Uomi., 1998.- IEEE Phton. Technol. Lett., 10, 487.
- [15] M. Asada and Y. Suematsu., 1985.- Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model-Gain and gain-suppression in semiconductor lasers. IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-21, pp. 434-442.
- [16] Masahiro Asada, Yasuyuki Miyamoto and Yasuharu Suematsu., 1986.- Gain and the Threshold of Three-Dimensional Quantum-Box Lasers IEEE Journal of Quantum Electronics. VOL. QE-22.

[17] M. L. Cohen and T. Bergstresser., 1976.- Phys. Rev. 141, 789, 1966/ 164, 1069.

[18] M. Yamada and Y. Suemats., 1981.- Analysis of gain suppression in updoped injection lasers. J. Appl. Phys., vol. 52, pp. 2653-2664.

[19] Nassour Abdelkader., 2012.- Etude et optimisation de diodes laser à effets quantiques Application aux boites quantiques InAs/GaAs. Mémoire de Magister, Université de Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès, Algérie.

[20] N.F.Massé,E.Homeyer,I.P.Marko, A.R.Adams, and S.J.Sweeney,O.Dehaese, R.Piron, F.Grillot, and S.Loualiche., 2007.- Temperature and pressure dependence of the recombination processes in 1.5 μ mInAs/InP (311) B quantum dot lasers. Appl. Phys. Lett. 91, 131113.

[21] P.Bhattacharya., 2007.- High performance Long wavelength quantum dot lasers on GaAs. LWQD.

[22] P. Dawson, O. Rubel, S. D. Baranovskii, K. Pierz, P. Thomas, and E. O. Gobel., 2005.- Temperature dependent optical properties of InAs/GaAs quantum dots: Independent carrier versus exciton relaxation. Physical Review B, 72(23):235301.

[23] P.G. Iisev, H. Li, A. Stinz, G.T. Liu, T.C. Newell, K.J. Malloy et L.F. Lester., 2000.- Appl. Phys. Lett., 77, 262.

[24] Raïssa Ray-Djondang., 2010.- Spectroscopie optique de boîtes quantiques d'InAs sur substrats d'InP et de GaAs Nanopixel semiconducteur pour l'étude de l'influence d'un champ électrique. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.

[25] Sadao Adachi., 2009.- Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors. Wiley Series in Materials for Electronic & Optoelectronic Applications, Gunma University, Gunma, Japan.

[26] Y.Arakawa, H. Sakaki., 1984.- Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current. Appl.Phys. Lett.40, 939.