Printed ISSN 1330–0008
Online ISSN 1333–9125
CD ISSN 1333–8390
CODEN FIZAE4

DESORDRE STRUCTURAL ET SON EFFET SUR LES LONGUEURS D'ONDES LASER DU SUPERRESEAU GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$

STRUCTURAL DISORDER AND ITS EFFECT IN LASER WAVELENGHT GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$ SUPERLATTICE

R. DJELTI, S. BENTATA, Z. AZIZ et A. BESBES

Laboratoire de valorisation des matériaux, Département de physique, Faculté des sciences, Université Abdelhamid Ibn Badis, BP 227, Mostaganem 27000, Algérie
E-mail adress: djeltired@yahoo.fr

Received 21 August 2008; Accepted 15 April 2009
Online 1 September 2009

Résumé. Ce travail porte sur l'étude d'un système de matériaux promoteurs à base de GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$ sur substrat de GaAs, en vue de la réalisation de laser émettant dans un large domaine d'infrarouge (9 à 90 μm). L'effet de la concentration ≪x≫ en aluminium associé à la largeur ≪a≫ du puits de potentiel est étudié afin de voir son impact direct sur les longueurs d'ondes laser obtenues. Nous avons montré à partir des mesures de la transmission, que l'introduction d'un désordre structural (préservation de la périodicité du système) par doublet ou triplet au sein de notre superréseau procure des états électroniques délocalisés caractérisés par une probabilité de transmission égale à 1, signifiant que l'état correspondant est résonant.

Abstract. This study focuses on optically active system GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$ based on the GaAs substrate, with the aim to achieve lasers emitting in a wide range of infrared (9 to 90 μm). The effect of aluminium concentration "x" and the potential well width "a" is studied to see their direct effects on the laser wavelength. We show from measurements of transmission that the introduction of a structural disorder (preserving the system periodicity) by doublet or triplet within our superlattices provides delocalised electronic states characterized by a probability of transmission equal to 1, meaning that the corresponding state is resonant.

PACS numbers: 85.30.Vw, 61.72.Ji UDC 538.915

Mots clés : superréseaux (SR), coefficient de transmission, désordre structural, longueur d'onde laser, infrarouge (IR)

Keywords : superlattices (SL), transmission coefficient, structural disorder, laser wave lenght, infrared (IR)

1. *Introduction*

Le superréseau (SR) consiste en un empilement de couches ultrafines de semi conducteurs qui sont alternées périodiquement. Le matériau à petit gap (GaAs dans notre cas) joue le rôle d'un puits de potentiel et celui à grand gap (AlGaAs) joue le rôle d'une barrière de potentiel. [1−3]. Le transport électronique au sein de ces hétéro structures se fait par effet tunnel [4].

Les superréseaux ont joué un rôle clé dans la micro-électronique et la photo-électronique depuis 1969, date à laquelle l'idée a été proposée par Esaki et Tsu [5].

L'étude des propriétés optiques des nanostructures s'avère nécessaire non seulement pour optimiser les paramètres de fabrication, mais aussi pour développer de nouvelles applications.

De nombreux matériaux ont fait l'objet d'investigation dans l'infrarouge. Les recherchers se focalisaient sur des longueurs d'ondes comprises entre [4 − 20 μm], longueurs requises par les photodétecteurs à IR et les appareils photo à IR, mais ces dernières années, l'intérêt s'est porté de plus en plus sur des longueurs d'onde plus longues axées sur des applications spatiales [6], télécommunications [7], détecteurs rapides et de nouveaux dispositifs opto-électroniques [8]

L'article est organisé comme suit: la section 2 comporte le formalisme utilisé, basé sur la méthode de la matrice de transfert. La section 3 comporte les résultats et discussions de l'étude du transport électronique dans le SR, par mesure du coefficient de transmission et des longueurs d'ondes. La section 4 conclut l'article avec un bref sommaire des résultats obtenus.

2. *Formalisme*

L'équation d'onde de Schrödinger d'un électron d'énergie incidente E s'écrit sous la forme suivante [9]

$$\frac{1}{m^*(z)} \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2}\Psi(z) + \frac{2}{\hbar^2}\big[E - V(z)\big]\Psi(z) = 0\,, \tag{1}$$

où z est la distance le long de l'axe de croissance, $m^*(z)$ la masse effective de l'électron dans chaque monocouche, $\hbar$ la constante de Planck réduite, Ψ la fonction d'onde dans la direction croissante du SR, et $V(z)$ le profil de potentiel.

Le profil de potentiel des structures étudiées est résolu en employant le formalisme de matrice de transfert [10 − 11]. Dans ce cas, les amplitudes entrantes et sortantes sont reliées par une matrice complexe 2×2. L'interprétation physique est directe, elle introduit la réponse du système en terme de matrice obtenue à partir d'une relation linéaire liant les fonctions d'ondes et leurs premières dérivées au niveau des interfaces [12].

Utilisant l'approximation de la masse effective et profitant des conditions de continuité de Bastard [13] pour un électron incident venant de la gauche, on a la relation entre l'amplitude réfléchie R et transmise τ

$$\begin{pmatrix} 1 \\ R \end{pmatrix} = M(0,L) \begin{pmatrix} \tau \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Algébriquement la matrice de transfert $M(0,L)$ est donnée par

$$M(0,L) = -\frac{m_w^*}{2\,\mathrm{i}\,k} \begin{pmatrix} -\dfrac{\mathrm{i}k}{m_w^*} & -1 \\ -\dfrac{\mathrm{i}k}{m_w^*} & 1 \end{pmatrix} S(0,L) \begin{pmatrix} -1 & 1 \\ -\dfrac{\mathrm{i}k}{m_w^*} & -\dfrac{\mathrm{i}k}{m_w^*} \end{pmatrix}, \tag{3}$$

où $S(0,L)$ est la matrice de diffusion, qui peut être formulée en termes de matrices élémentaires de diffusion $G_j(l)$ associées à chaque région j du potentiel ayant une largeur l

$$S(0,L) = \prod_{j=1}^{N} G_j(l) = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Le coefficient de transmission est obtenu à partir du rapport du flux transmis sur le flux incident

$$T = \frac{k'}{k}\tau^*\tau\,, \tag{5}$$

òu k et k' représentent les vecteurs d'ondes d'entrée et de sortie

$$k = \sqrt{\frac{2m_a E}{\hbar^2}}, \qquad k' = \sqrt{\frac{2m_a(E+eV_a)}{\hbar^2}}\,,$$

où τ est l'amplitude de transmission

$$\tau = \frac{1}{M_{11}}\,,$$

et τ^* le conjugué de τ. M_{11} est le premier élément de la matrice M

$$M_{11} = \frac{1}{2}\left[\left(A + \frac{k'}{k}D\right) + \mathrm{i}\left(\frac{k'B}{m_a} - \frac{Cm_a}{k}\right)\right]. \tag{6}$$

Donc

$$T = \frac{4\dfrac{k'}{k}}{\left(A + \dfrac{k'}{k}D\right)^2 + \left(\dfrac{k'B}{m_a} - \dfrac{Cm_a}{k}\right)^2}. \tag{7}$$

Cette relation du coefficient de transmission décrit l'interaction de la particule avec le système à travers les éléments A, B, C et D de la matrice de transfert et les masses effectives. Elle comporte aussi la manifestation de la nature ondulatoire de la particule représentée dans les vecteurs d'ondes k et k'.

La longueur d'onde laser est donnée par la relation (8)

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E}, \tag{8}$$

où ΔE est la valeur du saut d'énergie (en joules), c la vitesse de la lumière et $h = 6.62 \times 10^{-34}$ Js la constante de Planck.

3. *Résultats et discussions*

Notre travail va porter sur l'effet d'un désordre d'ordre structural introduit par doublet et triplet sous forme de barrières de potentiel de hauteur V_2 différente de V_1, distribuées aléatoirement dans la structure du superréseau sans affecter la périodicité de la structure.

Le système étudié est composé de 150 barrières rectangulaires. Les valeurs des paramètres physiques sont choisies afin d'avoir des minibandes permises au-dessous des barrières. Nous considérons un superréseau constitué de deux semi-conducteurs ayant pour largueur de puits d_W variable et une épaisseur de barrière $d_b = 2.7$ nm. La période du système $P = d_W + d_b$ est constante le long de la structure.

L'expression du potentiel de ce SR utilisant la règle des 60% des queues de bande de conduction, est donnée par la relation ci dessous [14]:

$$V_{\mathrm{SR}} = 0.6\,(1.247x) \qquad \text{pour} \qquad 0 < x < 0.45. \tag{A}$$

L'intervalle de x dans (A) délimite la région du gap direct du $\mathrm{Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{As}$.

Les hauteurs de barrière choisies sont $V_1 = 0.22$ eV et V_2 =variable. La masse effective est donnée par :

$$m(x) = (0.067 + 0.083x)m_0 \qquad \text{pour} \qquad 0 < x < 0.45. \tag{B}$$

ou m_0 désigne la masse de l'électron libre.

Les masses effectives correspondantes dans chaque région du potentiel sont $m_a = 0.067m_0$, $m_b = 0.091m_0$ et $m_{b'}$ fonction de la concentration x.

m_a est la masse effective dans le puits, m_b et $m_{b'}$ correspondent respectivement aux masses effectives dans les barrières de hauteur V_1 et V_2. Le fond du puit de GaAs a été choisi comme référence d'énergie. Le coefficient de transmission est calculé pour une moyenne de 500 réalisations.

Les figures 1 et 2 reportent les résultats du coefficient de transmission en fonction de l'énergie d'électron pour une concentration du désordre en dimer $c = 30\,\%$ (Trimer $c = 15\,\%$). Cette concentration est définie par le rapport du nombre de barrières de hauteur V_2 sur le nombre de barrières total du superréseau.

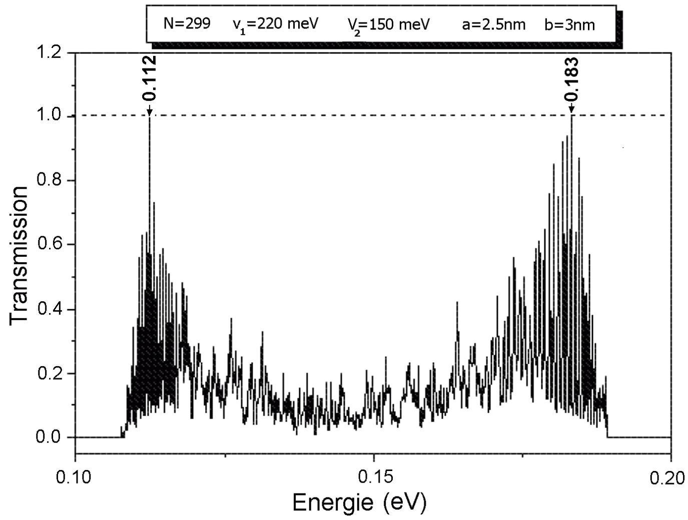

Fig. 1. Coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour une structure en dimer. Taux de désordre $C = 30\,\%$.

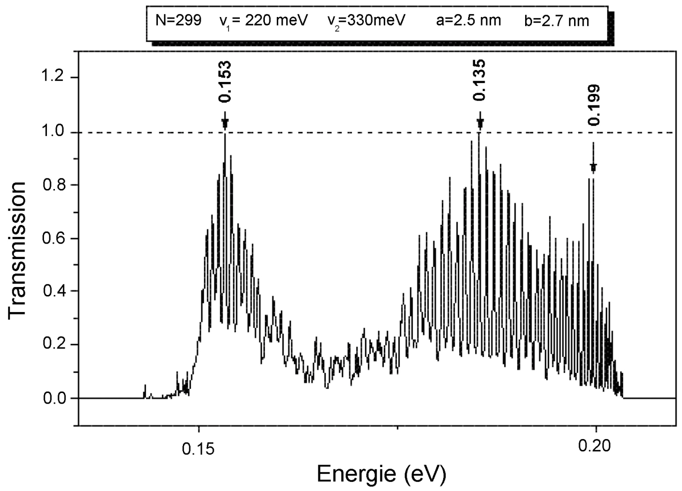

Fig. 2. Coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour une structure en trimer. Taux de désordre $C = 15\,\%$.

Pour le cas du dimer, une seule minibande est observée, s'étendant de 107 meV à 189 meV. Elle est subdivisée en trois régions, deux pics localisés aux deux résonances $E_{r1} = 112$ meV et $E_{r2} = 183$ meV, séparés par une large vallée centrée en $E_v = 145$ meV.

Pour le cas du trimer, une seule minibande est observée, s'étendant de 143 meV à 203 meV. Elle est subdivisée en cinq régions, trois pics localisés aux trois résonances $E_{r1} = 153$ meV, $E_{r2} = 185$ meV et $E_{r3} = 199$ meV.

Le coefficient de transmission du troisième pic de résonance confirme l'existence d'un nouvel état étendu. Le comportement de la probabilité de transmission montre l'existence de différents états propres à l'intérieur de la minibande :

- Etats étendus situés au voisinage des résonances et possédant une grande valeur de transmission.
- Etats fortement localisés proches des bords de bande et ayant une faible transmission.
- Etats délocalisés (faiblement localisés) se trouvant au voisinage de la vallée.

La remarque majeure faite est que ces types de structures possédant un désordre corrélé procurent deux états étendus l'un est dû à la préservation de la périodicité le long de la structure et l'autre à la commutation des deux systèmes à potentiel V_1 et V_2 [15]. Ce dernier pic n'apparaît que s'il se trouve dans la région d'intersection des deux structures de minibandes des systèmes ordonnés [16]. Ce résultat est en parfait accord avec ceux trouvés analytiquement par Dominguez [17] et Bentata [18] pour le cas du dimer. Ils ont montré l'existence de deux états étendus, l'un dû à la cellule dimer, l'autre à la commutation des deux potentiels (V_1 et V_2).

Dans cet article on a montré analytiquement l'apparition d'un nouvel état étendu pour le trimer, on invite les expérimentateurs à le prouver comme c'est déjà fait pour le dimer au moyen de la photoluminescence [19].

Les états électroniques étendus présents dans nos structures désordonnées (Fig. 1 et 2) nous ont incité à apprécier la gamme des longueurs d'onde possible pour ces structures de superréseaux.

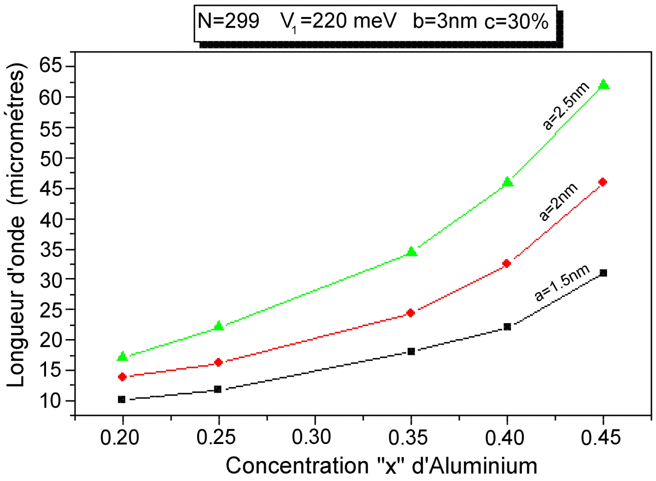

Fig. 3. Longueurs d'ondes en fonction de la concentration x d'aluminium. Cas de dimer.

Les figures 3 et 4a et b illustrent les valeurs des longueurs d'ondes en fonction de la concentration $\ll x \gg$ d'aluminium.

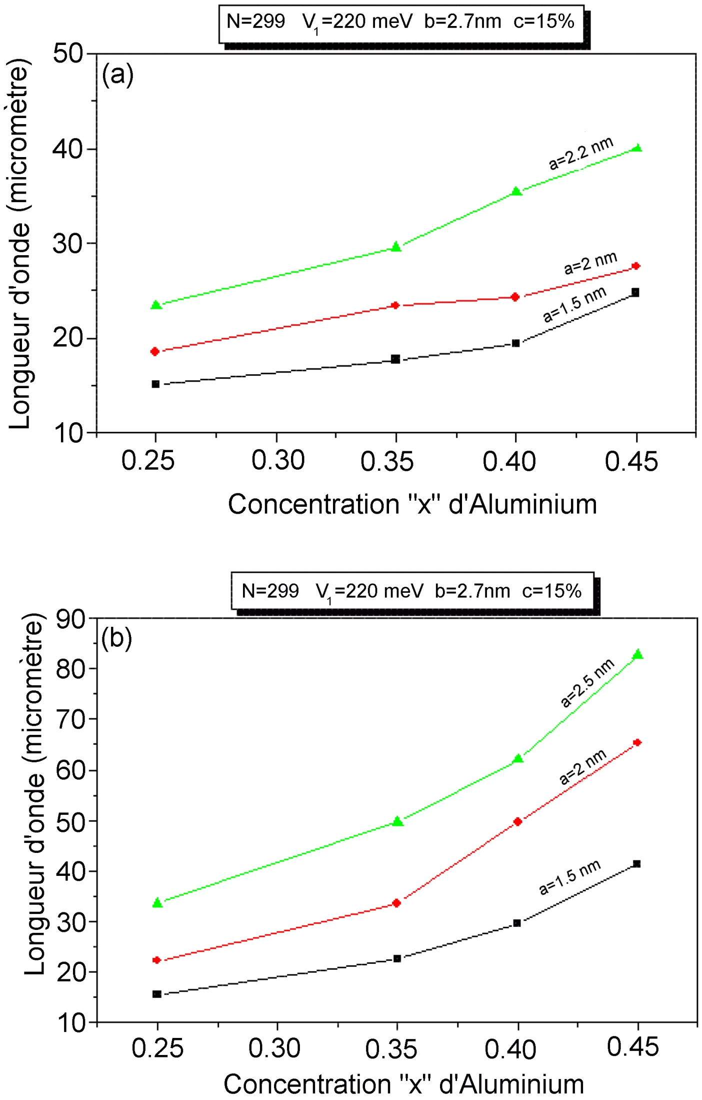

Fig. 4. Longueurs d'ondes en fonction de la concentration x d'aluminium. Cas de trimer (a) Saut niveau de résonance E_{r2} vers E_{r1}, (b) Saut niveau de résonance E_{r1} vers E_{r2}.

Il ressort de la figure 4 que l'introduction d'un désordre en trimer comparativement à la structure dimer (figure 3) conduit à une augmentation de la gamme des longueurs d'ondes mais toujours dans le domaine de l'infrarouge. Cette augmentation peut être expliquée par la diminution de la différence d'énergie entre deux pics de résonance successifs. En effet, l'énergie de transition électronique séparant deux niveaux résonants se déplace vers les basses énergies, d'environs 80 meV entre $x = 0.2$ et $x = 0.45$. Ce déplacement spectral responsable de la variation de la longueur d'onde laser est dû à la variation de la bande interdite du matériau $Al_xGa_{1-x}As$ avec la concentration x.

Dans le cas des structures à multi puits quantiques, présentant un désordre d'ordre structural en dimer ou en trimer, l'énergie séparant les niveaux 1 et 2 varie avec la largeur du puits de potentiel (GaAs). Lorsque cette largeur atteint les 2.5 nm (cas du trimer) les longueurs d'ondes obtenues se situent dans l'infrarouge lointain. Par contre, pour les faibles largeurs du puits ($a = 1.5$ nm cas du dimer), les longueurs d'ondes se situent dans le proche infra rouge.

Afin d'avoir des longueurs d'ondes plus grandes il faut que l'énergie séparant les niveaux résonants soit la plus petite possible. De la figure 4b, il ressort que seules les transitions entre un niveau résonant E_{r1} et un niveau supérieur à E_{r2} (cas du trimer) permet d'atteindre les longueurs d'ondes de l'ordre des 85 μm (14 meV).

La figure 5 montre que l'électron peut se trouver sur un des trois niveaux d'énergies possibles (cas du trimer) et deux niveaux (cas du dimer). S'il est excité il sautera sur un niveau supérieur et redescendra sur un niveau inférieur en émettant une onde lumineuse correspondant au saut d'énergie ΔE.

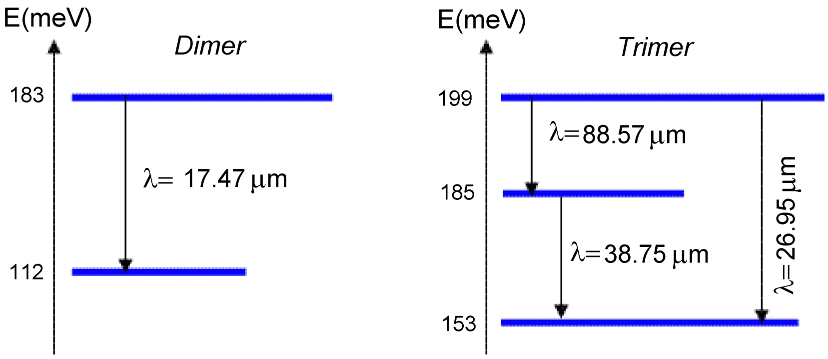

Fig. 5. Transition intra bande.

Pour la structure en dimer, l'électron émettra sur une longueur d'onde de 17.47 μm correspondante au saut de 0.071 eV, alors que pour la structure en trimer l'électron émettra sur trois longueurs d'ondes (26.95 μm, 38.75 μm et 88.57 μm) correspondantes respectivement aux sauts de (0.046 eV, 0.032 eV et 0.014 eV).

On remarque que cette plage de longueur d'onde correspond parfaitement à la plage requise par les photodétecteurs à infrarouge (4 à 20 μm) [20], les appareils photos infrarouges (8 à 12 μm) [21] et par les détecteurs de fluide et de molécules chimiques et biologiques (60 à 200 μm) [22].

4. Conclusions

La mesure de la probabilité de transmission de nos hétérostructures désordonnées structuralement a confirmé l'existence d'états électroniques étendus, due à la préservation de la périodicité du système.

A partir des résultats obtenus pour la structure en dimer et trimer, on peut généraliser et dire que l'introduction d'un désordre corrélé en (quadruplet, quintuplet, sextuplet, ..) procure davantage de longueurs d'onde situées au dessus du domaine visible (infrarouge lointain, micro-onde,. . .).

Remerciements

Mes vifs remerciements vont à monsieur le professeur Nicolas Rivier de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (France), pour sa collaboration et ces idées ingénieuses.

References

[1] A. Wacker, Phys. Rep. **357** (2002) 1.

[2] A. Patanè, N. Mori, D. Fowler, L. Eaves, M. Henini, D. K. Maude, C. Hamaguchi and R. Airey, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 146801.

[3] A. Amann, J. Schlesner, A. Wacker and E. Scholl, Phys. Rev. B **65** (2002) 193313.

[4] T. M. Fromhold, P. B. Wilkinson, R. K. Hayden, L. Eaves, F. W. Sheard, N. Miura and M. Henini, Phys. Rev. B. **65** (2002) 155312.

[5] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14 (1970)** 686.

[6] Antoni Rogalski, Infrared Physics & Technology **41** (2000) 213.

[7] J. W. Scott, Laser Focus World **34** (10) (1998) 75.

[8] R. Ignatius and M. Ignatius, Laser Focus World **34** (7) (1998) 139.

[9] A. Nogaret, L. A. Cury, D. K. Maude, J. C. Portal and D. L. Sivco, Semi. Sci. Tech. **8** (1993) 1819.

[10] T. P. Horikis, Phys. Lett. A **359** (2006) 345.

[11] F. R. Villatoro and J. A. Monsoriu, Physics Letters A **372** (2008) 3801.

[12] G. P. Berman, F. Dominguez-Adame and A. Sanchez, Physica D **107** (1997) 166.

[13] G. Bastard, Phys. Rev. B **24** (1981) 5693.

[14] S. Adachi, J. Appl. Phys. **58** (1985) R1.

[15] R. Djelti, S. Bentata and Z. Aziz, AIP Conf. Proc. **929** (2007) 6.

[16] R. Djelti, S. Bentata and Z. Aziz, Fizika A (Zagreb) **15** (2006) 4, 219.

[17] F. Dominguez-Adame and V. A. Malyshev, Am. J. Phys. **72** (2004) 227.

[18] S. Bentata, Superlattices and Microstructures **37** (2005) 297.

[19] V. Bellani, E. Diez, R. Hey, L. Toni, L. Tarricone, G. B. Parravicini, F. Domnguez-Adame and R. Gómez-Alcalá, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2159.

[20] P. Boucaud and S. Sauvage, C. R. Physique **4** (2003) 1133.

[21] S. Forget, S. Chénais, F. Druon, F. Balembois and P. Georges, J. Phys. IV **119** (2004) 183.

[22] M. A. Belkin, J. A. Fan, S. Hormoz, F. Capasso, S. P. Khanna, M. Lachab, A. G. Davies and E. H. Linfield, Optics Express **16** , 5 (2008) 3242.

STRUKTURNA NEPRAVILNOST I NJEN UTJECAJ NA LASERSKU VALNU DULJINU SUPERREŠETKE GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$

Proučavamo optički aktivan sustav GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$ načinjen na GaAs podlozi s ciljem postizanja laserske emisije u širokom infracrvenom području (9 to 90 μm). Ispitujemo učinak koncentracije aluminija "x" i širine potencijalne jame "a" kako bi se odredio njihov utjecaj na lasersku valnu duljinu. Mjerenjima prolaska svjetlosti pokazujemo da se uvođenjem strukturne nepravilnosti (uz zadržavanja periodičnosti) dvo- i troslojeva u našim superrešetkama postiže vjerojatnost prolaska jednaka 1, što znači da su odnosna stanja rezonantna.