

УДК 539.12-164 + 539.3

Вплив кластерів на енергетичний спектр електронів у напружених наногетеросистемах

Пелещак Р. М., Даньків О. О., Кузик О. В.

peleshchak@rambler.ru

Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка, кафедра загальної фізики,
вул. Стрийська 3, м. Дрогобич, 82100

У межах методу деформаційного потенціалу отримано рівняння, які дозволяють розрахувати енергетичний спектр електрона в тришаровій гетеросистемі, що містить кластер точкових дефектів у квантовій ямі. Досліджено залежність різниці енергій електрона в першому збудженому та основному станах від середньої концентрації точкових дефектів виду центру розтягу при різних значеннях ефективної маси електрона в матеріалі нанокластера.

1. Вступ

Останнім часом широке використання у мікроелектронних приладах знайшли гетероструктури як з напруженими границями, так і без них. Відомо, що оптичні та електричні властивості напівпровідникових приладів на основі квантових ям значною мірою залежать від деформації ґратки і просторового розподілу точкових дефектів. Такі дефекти можуть проникати ззовні або виникати в процесі росту. Також у технології виготовлення оптоелектронних приладів відіграють важливу роль дифузійні процеси, які пов'язані із введенням домішок у напівпровідникову структуру. Додаткові дефекти генеруються під впливом зовнішніх факторів: нагрівання, деформації, опромінення частинками та ін. Вказаний вплив може здійснюватися цілеспрямовано на певних етапах технологічного циклу створення напівпровідникового приладу (опромінення [1, 2], введення домішкових атомів [3]) або бути небажаним, наприклад, при роботі в умовах підвищеної радіації. Взаємодія точкових дефектів із самоузгодженим полем деформації, яке може виникати як за рахунок наявності цих дефектів, так і неоднорідності кристалічної системи (наприклад, гетеромежа), призводить до просторового перерозподілу дефектів і, при певних умовах, до утворення самоорганізованих дефектно-деформаційних структур [4-11] (кластерів та періодичних структур). Зокрема, в роботі [7] побудована модель утворення надґратки антиструктурних дефектів під дією ядерного опромінення. В результаті відмінності розмірів атомів різного сорту навколо антиструктурного дефекту створюється пружне поле і відбувається взаємодія між дефектами. При великій концентрації антиструктурних дефектів кристал стає нестійким відносно просторово-однорідного розподілу. Така нестійкість призводить до періодичної модуляції густини антиструктурних дефектів. При взаємодії потужних лазерних імпульсів з поверхнею твердих тіл спостерігається утворення окремих кластерів та періодичних структур рельєфу поверхні, які зберігаються після закінчення дії імпульсу [8, 9]. В роботах [10, 11] знайдені умо-

ви утворення кластерів та періодичних дефектно-деформаційних структур і визначені їх характеристики: розміри і форма кластерів, період періодичної структури, просторовий розподіл деформації і концентрації дефектів в об'ємному матеріалі з дефектно-деформаційними структурами без врахування електрон-деформаційної взаємодії.

Неоднорідна деформація, зумовлена наявністю кластерів дефектів у гетероструктурах, внаслідок самоузгодженого електрон-деформаційного зв'язку призводить до локальної зміни ширини забороненої зони і, відповідно, до зміни потенціальної енергії носіїв струму.

В даній роботі встановлено закономірності перебудови локалізованих електронних рівнів у тришарових гетеросистемах під впливом деформації, спричиненої наявністю кластера точкових дефектів у квантовій ямі.

2. Модель

У роботах [4, 5] показано, що у плоских гетероструктурах з точковими дефектами, середня концентрація N_{d0} яких перевищує певне критичне значення, можуть формуватися дефектно-деформаційні структури. Зокрема, при концентрації дефектів у діапазоні $N_{dc1} < N_{d0} < N_{dc}$ утворюється одновимірний кластер, в околі якого вздовж шарів гетеросистеми розподіл дефектів вважається рівномірним, а отже, деформація ґратки – однорідна, а у напрямку, перпендикулярному до шарів гетероструктури, деформація $U(x)$ описується формулами [4, 5]:

$$U(x) = \text{sign}\theta_d \frac{A}{B + \text{sh}(-\sqrt{a}x)}, \quad N_{dc1} < N_{d0} < N_{dc}, \quad (1)$$

$$U(x) = \text{sign}\theta_d \frac{A}{B + \text{ch}(\sqrt{a}x)}, \quad N_{dc2} < N_{d0} < N_{dc}, \quad (2)$$

$$\text{де } N_{dc} = \frac{\rho c_d^2 kT}{\theta_d^2}; N_{dc1} = N_{dc} \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2; \\ N_{dc2} = N_{dc} \left(1 - \frac{2\alpha^2}{9\beta} \right); \frac{2\alpha^2}{9\beta} = \frac{4}{9} [10];$$

$A = 3\sqrt{2}|a|(|9ca - 2f^2|)^{-\frac{1}{2}};$
 $B = \sqrt{2}f(|9ca - 2f^2|)^{-\frac{1}{2}}; a = \frac{1 - \frac{N_{d0}}{N_{dc}}}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2};$
 $f = \frac{|\alpha|}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2}; c = \frac{\beta}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2}; \rho$ – густина середовища; c_l – поздовжня швидкість звуку; $\theta_d = K_A \Delta\Omega$ – потенціал деформації; $\Delta\Omega$ – зміна об'єму кристалу одним дефектом; K_A – всебічна константа пружності; l_d та l_0 – характеристична довжина взаємодії дефектів з атомами кристалу та атомів один з одним, відповідно; α, β – константи пружного ангармонізму; T – температура; k – стала Больцмана.

При концентрації дефектів $N_{d0} < N_{dc1}$ у напівпровідниковому матеріалі нелінійні ефекти є незначними і процес самоорганізації дефектів не відбувається. У діапазонах концентрацій точкових дефектів $N_{dc1} < N_{d0} < N_{dc2}$ та $N_{dc2} < N_{d0} < N_{dc}$ зростає роль нелінійної взаємодії дефектів через поле пружної деформації, в результаті чого утворюється антисиметричний (формула (1)) та симетричний (формула (2)) кластер. При середній концентрації дефектів $N_{d0} > N_{dc}$ у гетеросистемі формуються періодичні дефектно-деформаційні структури [5]. Значення критичних концентрацій N_{dc1} , N_{dc2} та N_{dc} визначаються пружними сталими матеріалу, зміною об'єму кристалу одним дефектом та температурою. При кімнатній температурі для напівпровідників (GaAs, InAs, CdTe, ZnTe) критичні концентрації залежно від типу дефекту (міжвузловий атом, вакансія, домішка заміщення) можуть приймати значення: $N_{dc1} = (10^{17} - 10^{21}) \text{ см}^{-3}$, $N_{dc2} = (5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{21}) \text{ см}^{-3}$, $N_{dc} = (10^{18} - 10^{22}) \text{ см}^{-3}$.

Неоднорідна деформація, що виникає в околі кластера, призводить до зміщення дна зони провідності на величину $\Delta W(x) = a_c U(x)$, де $a_c < 0$ – константа гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності.

Розглянемо тришарову гетероструктуру (наприклад, GaAs/InAs/GaAs), що містить кластер дефектів у квантовій ямі. Потенціальна енергія електрона у такій структурі описується співвідношенням

$$W(x) = \begin{cases} \Delta E_c, & |x| \geq b \\ a_c U(x), & |x| \leq b, \end{cases} \quad (3)$$

де ΔE_c – розрив зон провідності контактуючих матеріалів гетеросистеми; $2b$ – ширина квантової ями (внутрішнього шару гетероструктури).

На рис.1 графічно представлена координатна залежність потенціальної енергії електрона (суцільна лінія) та її апроксимація прямокутним потенціалом (пунктирна лінія) у тришаровій гетероструктурі з нанокластером точкових дефектів виду центрів розтягу ($\theta_d > 0$, рис.1,а) та виду центрів стиску ($\theta_d < 0$, рис.1,б). Енергія відраховується від дна зони провідності недеформованого матеріалу внутрішнього шару гетероструктури. Електрон-

деформаційна взаємодія призводить до того, що потенціальна яма набуває складної форми з додатковою впадиною (додатковим ба-

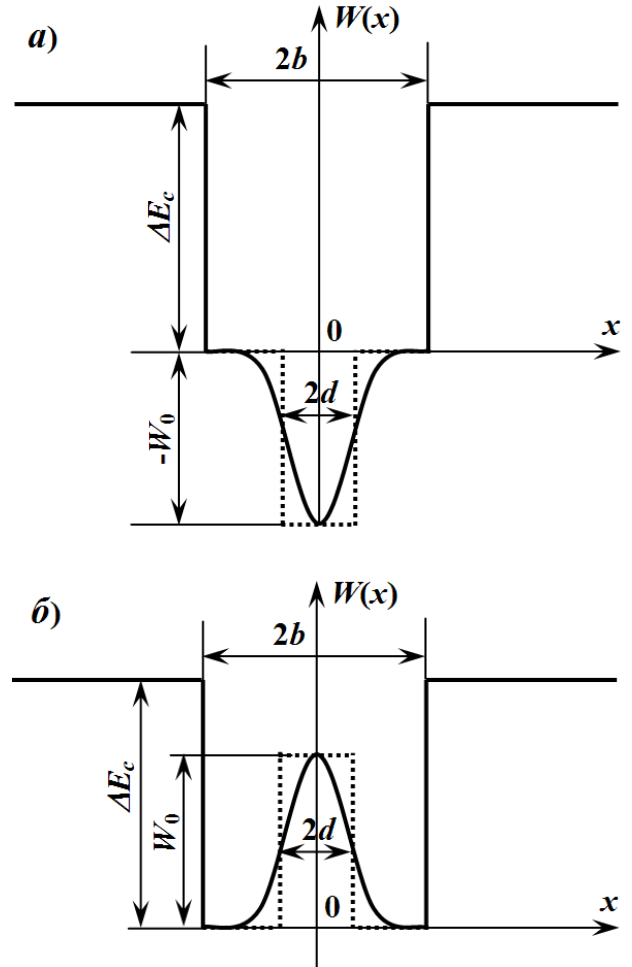


Рис. 1. Координатна залежність потенціальної енергії електрона у гетеросистемі з кластером дефектів

а) $\theta_d > 0$; б) $\theta_d < 0$.

р'єром) при наявності кластера точкових дефектів, в околі якого виникає неоднорідна деформація розтягу (стиску).

Для більш строгого опису потенціалу енергії електрона в околі кластера замінимо прямокутним потенціалом з умовою рівності числа дефектів у реальній та модельній потенціальних ямах [12]. Потенціал (3) можна апроксимувати функцією:

$$W(x) = \begin{cases} \Delta E_c, & |x| \geq b \\ 0, & d \leq |x| \leq b \\ -W_0, & |x| \leq d \end{cases} \quad (4)$$

де $W_0(N_{d0}) = \text{sign} \theta_d \frac{|a_c| A(N_{d0})}{B(N_{d0}) + 1}$ – енергетична глибина додаткової ями (висота додаткового бар'єру), яка співпадає з максимальною глибиною реальної потенціальної ями (висотою потенціального бар'єру); $2d(N_{d0})$ – ширина додаткової ями (додаткового бар'єру), яка визначається з умови рівності числа дефектів у реальній та модельній потенціальних ямах.

Враховуючи (2), а також те, що у лінійному наближенні концентрацію дефектів можна представити у вигляді $N_d(x) \approx \frac{K_d}{\theta_d} U(x)$ [4], ширину додаткової потенціальної ями можна визначити з умови:

$$\int_{-b}^b U(x) dx = 2d \cdot U(0) = \frac{2d \cdot A}{B+1}, \quad (5)$$

де $U(0)$ – деформація в центрі кластера.

Випадок, який представлений на рис.1,б, може бути реалізований тільки при значних концентраціях дефектів ($\sim 10^{22}$ см $^{-3}$). Це пов'язано з тим, що деформаційний потенціал θ_d для дефектів виду центрів стиску (вакансій, домішок заміщення з іонним радіусом меншим, ніж іонний радіус атомів матриці) є значно меншим від деформаційного потенціалу міжвузлових атомів, які є центрами розтягу [13]. І відповідно, критична концентрація N_{dc2} , при якій можливе утворення кластерів, є значно більшою, ніж для дефектів виду центрів розтягу. Тому надалі обмежимося тільки першим випадком (рис.1,а), що відповідає існуванню кластера дефектів виду центрів розтягу в квантовій ямі. Потенціальна яма з таким профілем використовується в резонансно-тунельних діодах [14, 15]. У роботах [14, 15] показано, що вольт-амперні характеристики (ВАХ) такого резонансно-тунельного діода є більш контрастними (відношення струму у максимумі до струму у мінімумі є більшим), ніж відповідні характеристики резонансно-тунельного діода з простою ямою.

Енергія E та хвильові функції ψ електрона в досліджуваній системі знаходимо з розв'язку рівняння Шредінгера

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (6)$$

з гамільтоніаном

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_i}\Delta + W, \quad (7)$$

де m_i – ефективна маса електрона у зовнішніх шарах гетероструктури ($i = 1$), у широкий ямі ($i = 2$) та у вузькій ямі ($i = 3$).

Оскільки потенціал є інваріантним відносно інверсії $W(-x) = W(x)$, то розв'язки рівняння (6) повинні бути парними або непарними.

Парні розв'язки ($\psi(-x) = \psi(x)$) в області $x \geq 0$ можна записати у вигляді:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{-k_1(x-b)}, \quad x \geq b \quad (8)$$

$$\psi_2(x) = A_2 \cos(k_2 x) + A_3 \sin(k_2 x), \quad d \leq x \leq b \quad (9)$$

$$\psi_3(x) = A_4 \cos k_3 x, \quad 0 \leq x \leq d \quad (10)$$

де $k_1 = \sqrt{\frac{2m_1(\Delta E_c - E)}{\hbar^2}}$, $k_2 = \sqrt{\frac{2m_2 E}{\hbar^2}}$, $k_3 = \sqrt{\frac{2m_3(W_0 + E)}{\hbar^2}}$, A_1, A_2, A_3, A_4 – сталі величини.

У розв'язку (8) забезпечено регулярність хвильової функції при $x \rightarrow \infty$. Окрім цього, повинні виконуватись умови неперервності хвильових функцій і густини потоку ймовірності у точках $x = b$ та $x = d$:

$$\begin{cases} \psi_1(b) = \psi_2(b); \\ \frac{1}{m_1} \frac{d\psi_1}{dx} \Big|_{x=b} = \frac{1}{m_2} \frac{d\psi_2}{dx} \Big|_{x=b}; \\ \psi_2(d) = \psi_3(d); \\ \frac{1}{m_2} \frac{d\psi_2}{dx} \Big|_{x=d} = \frac{1}{m_3} \frac{d\psi_3}{dx} \Big|_{x=d} \end{cases} \quad (11)$$

Система рівнянь (11) має нетривіальний розв'язок для $E > 0$ при умові

$$\begin{aligned} & \operatorname{tg}(k_2(b-d)) - \frac{m_2 k_1}{m_1 k_2} + \frac{m_2 k_3}{m_3 k_2} \operatorname{tg}(k_3 d) + \\ & + \frac{m_2^2 k_1 k_3}{m_1 m_3 k_2^2} \operatorname{tg}(k_3 d) \operatorname{tg}(k_2(b-d)) = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

та для $E < 0$ при умові

$$\begin{aligned} & -\operatorname{th}(k_2(b-d)) - \frac{m_2 k_1}{m_1 k_2} + \frac{m_2 k_3}{m_3 k_2} \operatorname{tg}(k_3 d) + \\ & + \frac{m_2^2 k_1 k_3}{m_1 m_3 k_2^2} \operatorname{tg}(k_3 d) \operatorname{th}(k_2(b-d)) = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

з яких можна визначити енергію основного стану електрона, що залежить від концентрації дефектів та пружних сталих матеріалу.

Непарні розв'язки ($\psi(-x) = -\psi(x)$) в області $x \geq 0$ можна записати у вигляді:

$$\psi_1(x) = B_1 e^{-k_1(x-b)}, \quad x \geq b \quad (14)$$

$$\psi_2(x) = B_2 \cos(k_2 x) + B_3 \sin(k_2 x), \quad d \leq x \leq b \quad (15)$$

$$\psi_3(x) = B_4 \sin k_3 x, \quad 0 \leq x \leq d \quad (16)$$

де B_1, B_2, B_3, B_4 – сталі величини. У цьому випадку система рівнянь (11) має нетривіальний розв'язок для $E > 0$ при умові

$$\begin{aligned} & \operatorname{tg}(k_2(b-d)) + \frac{m_1 k_2}{m_2 k_1} + \frac{m_3 k_2}{m_2 k_3} \operatorname{tg}(k_3 d) - \\ & - \frac{m_1 m_3 k_2^2}{m_2^2 k_1 k_3} \operatorname{tg}(k_3 d) \operatorname{tg}(k_2(b-d)) = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

та для $E < 0$ при умові

$$\begin{aligned} & \operatorname{th}(k_2(b-d)) + \frac{m_1 k_2}{m_2 k_1} + \frac{m_3 k_2}{m_2 k_3} \operatorname{tg}(k_3 d) + \\ & + \frac{m_1 m_3 k_2^2}{m_2^2 k_1 k_3} \operatorname{tg}(k_3 d) \operatorname{th}(k_2(b-d)) = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

з яких можна визначити енергію першого збудженого стану електрона.

3. Результати розрахунків та їх обговорення

З використанням співвідношень (12), (13), (17) та (18) були розраховані енергія електрона в основному стані E_0 , енергія електрона у першому збудженому стані E_1 та різниця між ними $\Delta E = E_1 - E_0$. Різниця енергій електрона у першому збудженому та основному станах є важливим параметром для ВАХ резонансно-тунельних діодів [15]. А саме, величина ΔE визначає значення сили струму у мінімумі ВАХ. Збільшення величини ΔE призводить до зменшення сили струму у мінімумі і, відповідно, до збільшення контрастності ВАХ резонансно-тунельних структур. Розрахунки проводились для гетеросистеми GaAs/InAs/GaAs при наступних значеннях параметрів: $\Delta E_c = 0,83$ eV; $a_c = -5,08$ eV; $m_1 = 0,065m_0$; $m_2 = 0,057m_0$; $b = 4$ нм; $l_0 = 0,5$ нм; $l_d = 1,6$ нм; $\alpha = 31,88$; $\frac{2\alpha^2}{9\beta} = \frac{4}{9}$ [10].

На рис. 2 приведена залежність різниці енергій електрона у першому збудженому та основному станах ΔE у гетероструктурі GaAs/InAs/GaAs з нанокластером у квантовій ямі InAs від середньої концентрації дефектів при різних значеннях ефективної маси електрона у матеріалі кластера m_3 . Така залежність має немонотонний характер з максимумом в околі точки $N_{d0} \approx 0,5N_{dc}$. При концентрації точкових дефектів $N_{d0} \sim 0,1N_{dc}$ (для напівпровідника InAs з міжвузловим In $N_{dc} \approx 10^{19}$ см⁻³) розмір кластера є малим ($d \rightarrow 0$) і величина ΔE дорівнює відповідному значенню для гетероструктури без кластера дефектів, яке при даних параметрах становить 0,2 eV. При збільшенні концентрації дефектів до значення $N_{d0} \approx 0,56N_{dc}$ (рис. 2, крива 1) збільшується розмір нанокластера і, відповідно, ширина додаткової потенціальної ями для електронів, що призводить до пониження основного і підвищення першого збудженого енергетичних рівнів та збільшення різниці ΔE . При подальшому збільшенні концентрації дефектів зростає розмір кластера, але зменшується глибина додаткової потенціальної ями W_0 , що виникає за рахунок наявності нанокластера, і при $N_{d0} \rightarrow N_{dc}$ глибина потенціальної ями W_0 прямує до нуля. Це призводить до збільшення енергії електрона в основному та першому збудженому станах. Однак, підвищення першого збудженого електронного рівня є незначним і величина ΔE зменшується.

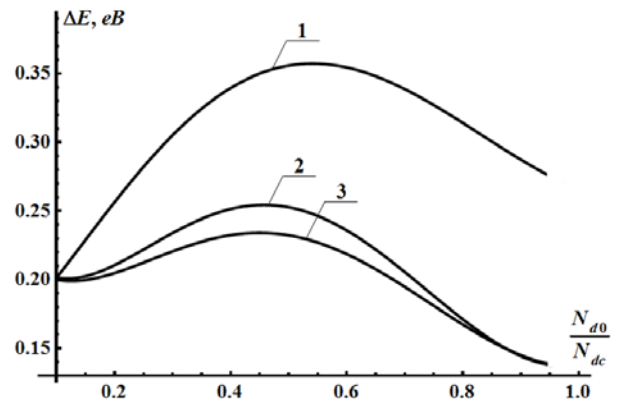


Рис. 2. Залежність різниці енергій ΔE електрона у першому збудженому та основному станах у гетероструктурі GaAs/InAs/GaAs з нанокластером в квантовій ямі InAs від середньої концентрації дефектів:

1 – $m_3 = 0,03m_0$, 2 – $m_3 = 0,07m_0$, 3 – $m_3 = 0,09m_0$

Як бачимо, наявність кластера дефектів виду центрів розтягу призводить до збільшення величини ΔE на 80% при $N_{d0} = 0,56N_{dc}$, що повинно відобразитись на ВАХ резонансно-тунельних діодів у зменшенні мінімального значення сили струму.

Ефект зміни різниці енергій електрона в першому збудженому та основному станах суттєво залежить від ефективної маси електрона (рис. 2). А саме, збільшення величини ΔE суттєво проявляється тільки при малих значеннях ефективної маси електрона в матеріалі нанокластера. У випадку, коли ефективна маса електрона в матеріалі нанокластера є більшою від ефективної маси електрона в матеріалі основної ями (InAs), збільшення ΔE є незначним, а при $N_{d0} > 0,7N_{dc}$ різниця енергій електрона в першому збудженому та основному станах є меншою від відповідного значення для даної структури без кластера дефектів. Цей ефект пояснюється тим, що в досліджуваній структурі зміна енергії електрона визначається двома факторами: 1) зміною потенціальної енергії електрона, спричиненою деформаційними ефектами за рахунок наявності кластера; 2) зміною кінетичної енергії за рахунок відмінності ефективних мас. У першому випадку (ефективна маса електрона в матеріалі нанокластера є меншою від відповідного значення в основній ямі) обидва фактори є причиною збільшення величини ΔE . У протилежному випадку (ефективна маса електрона в матеріалі нанокластера є більшою від відповідного значення в основній ямі) ці фактори є конкуруючими, а саме, збільшення ефективної маси є причиною зменшення різниці енергій електрона ΔE в першому збудженому та основному станах.

4. Висновки

1. Показано, що наявність нанокластера точкових дефектів виду центрів розтягу у внутрішньому шарі тришарової гетероструктури призводить до утворення додаткової потенціальної ями, а дефектів виду центрів стиску – потенціального бар'єру.

2. Отримано рівняння, що дозволяють розрахувати енергетичний спектр електрона у тришаровій гетероструктурі, що містить кластер точкових дефектів у квантовій ямі.
3. Досліджено залежність різниці енергій електрона у першому збудженому та основному станах від середньої концентрації точкових дефектів при різних значеннях ефективної маси електрона у матеріалі нанокластера. Показано, що різниця енергій електрона в першому збудженому та основному станах у гетероструктурі з нанокластером є більшою за відповідне значення у структурі, що не містить кластера дефектів, якщо ефективна маса електрона в нанокластері є меншою від ефективної маси електрона в квантовій ямі.

Бібліографія

- [1] Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Коротаев А.Г., Григорьев Д.В., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Сидоров Ю.Г., Михайлов Н.Н. Облучение высокоэнергетическими электронами и γ -квантами эпитаксиальных пленок КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Прикладная физика. — 2003. — № 5. — С. 99–101.
- [2] Бобиль А.В., Гуткин А.А., Брунков П.Н., Заморянская И.А., Яговкина М.А., Мусихин Ю.Г., Саксеев Д.А., Конников С.Г., Устинов В.М., Копьев П.С., Пунин В.Т., Илькаев Р.И., Алфёров Ж.И. Рентгенодифракционные и электронно-микроскопические исследования влияния излучения на многослойные гетероструктуры *AlGaAs/InGaAs/GaAs* // ФТП. — 2006. — 40, № 6. — С. 707–710.
- [3] Вилисова М.Д., Куницын А.Е., Лаврентьева Л.Г., Преображенский В.В., Пулято М.А., Семягин Б.Р., Торопов С.Е., Чалдышев В.В. Легирование слоев *GaAs* кремнием в условиях низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии // ФТП. — 2002. — 14, № 11. — С. 3157–3161.
- [4] Пелещак Р.М., Кузик О.В., Даньків О.О. Вплив деформаційних ефектів на електричні властивості структури метал—напівпровідник—легований напівпровідник // УФЖ. — 2010. — 55, № 4. — С. 437–442.
- [5] Пелещак Р.М., Кузик О.В. Самоорганізований дифузійно-деформаційний розподіл точкових дефектів у напружених гетеросистемах // УФЖ. — 2007. — 52, № 7. — С. 689–694.
- [6] Selishchev P.A. Accumulation dynamics of oxygen clusters in silicon and formation of their nonhomogeneous distribution // Semiconductor Physics. Quantum Electronics, Optoelectronics. — 2000. — 3, № 1. — P. 19–21.
- [7] Михайловский В.В., Расселл К.С., Сугаков В.И. Образование сверхрешеток плотности дефектов в бинарных соединениях при ядерном облучении // ФТТ. — 2000. — 42, № 3. — С. 471–477.
- [8] Мирзоев Ф.Х. Деформационная неустойчивость и генерация поверхностных упорядоченных структур при лазерном воздействии // Квантовая электроника. — 1996. — 23, № 9. — С. 827–830.
- [9] Costache F., Kouteva-Arguirova S. Sub-damage-threshold femtosecond laser ablation from crystalline *Si*: surface nanostructures and phase transformation // J. Appl. Phys. A. — 2004. — 79, № 4. — P. 1429–1432.
- [10] Емельянов В.И., Рогачева А.В. Зажигание и распространение уединенной волны образования точечных дефектов при интенсивной лазерной генерации электрон-дырочных пар в полупроводниках и диэлектриках // Квантовая электроника. — 1998. — 25, № 11. — С. 1017–1022.
- [11] Bagratashvili V.N., Banishev A.F., Gnedoy S.A., Emel'yanov V.I., Jerikhin A.N., Merzlyakov K.S., Panchenko V.Ya., Seminogov V.N. Formation of periodic ring structures of relief and voids under laser vapor deposition of metallic films // Appl. Phys. A. — 1991. — 52, № 6. — P. 438–444.
- [12] Власов Н.М., Зазноба В.А. Влияние атомов примеси на процесс размножения краевых дислокаций // ЖТФ. — 2001. — 71, № 1. — С. 53–56.
- [13] Емельянов В.И., Панин И.М. Образование нанометровых упорядоченных дефектно-деформационных структур в твердых телах при воздействии на них потоков энергии // ФТТ. — 1997. — 39, № 11. — С. 2029–2035.
- [14] Peng L.H., Smet J.H., Broekaert T.P.E., Fonstad C.G. Strain effects in the intersubband transitions of narrow *InGaAs* quantum wells // J. Appl. Phys. — 1993. — 62, № 3. — P. 2413–2415.
- [15] Дымников В.Д., Константинов О.В. Уровни энергий в квантовой яме с прямоугольными стенками сложной формы // ФТП. — 1995. — 29, № 1. — С. 133–139.