

ЧАСТОТНА МОДУЛЯЦІЯ РЕКОМБІНАЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРИ InAs/GaAs З КВАНТОВИМИ ТОЧКАМИ InAs ПІД ВПЛИВОМ АКУСТИЧНОЇ ХВИЛІ

Р.М. ПЕЛЕЩАК, О.О. ДАНЬКІВ, О.В. КУЗИК

УДК 539.12-164+539.3
© 2011

Дрогобицький державний педагогічний університет ім. І. Франка
(Вул. І. Франка, 24, Дрогобич 82100, Львівська обл.; e-mail: peleshchak@rambler.ru)

Побудовано теоретичну модель процесу частотної модуляції випромінювання при рекомбінаційному переході між основними станами електрона та дірки в гетероструктурі InAs/GaAs з квантовими точками InAs за допомогою акустичної хвилі. Встановлено характер залежності амплітуди частотної модуляції від частоти акустичної хвилі.

бороненої зони, енергетичний спектр носіїв струму і, відповідно, частоту випромінювання. У роботах [12, 13] розглянуто термодеоформаційний механізм генерації звуку та досліджено оптоакустичні ефекти в діелектричній матриці з металевим нанокластером під впливом лазерного опромінення.

У даній роботі побудовано теоретичну модель процесу модуляції частоти випромінювання гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs за допомогою акустичної хвилі та досліджено вплив динамічної деформації на енергетичний спектр носіїв струму в цих структурах.

1. Вступ

Джерела інфрачервоного випромінювання, які здатні швидко перебудовувати частоту генерації, є важливими елементами лазерної спектроскопії високої роздільної здатності та оптичних систем зв'язку. В експериментальних роботах [1, 2] було виявлено ефекти впливу ультразвукової хвилі на процес генерації випромінювання лазерної гетероструктури InGaAs/InP, які проявляються у швидкій зміні довжини хвилі випромінювання. В останні роки значно зріс дослідницький інтерес до напівпровідникових гетероструктур InAs/GaAs з нульвимірними напруженими наноб'єктами InAs (квантовими точками (КТ)) [3–7]. Такі наноб'єкти мають високий квантовий вихід фотолюмінесценції і є перспективним матеріалом для створення лазерів у близькій інфрачервоній області спектра [8, 9]. Один із важливих напрямків дослідження – це можливість керування частотою випромінювання гетеролазерів на основі КТ.

Важливим фактором, який впливає на спектральні характеристики випромінювання гетероструктур InAs/GaAs з квантовими точками InAs є пружна деформація. Так, в роботі [10] досліджено вплив поля внутрішньої пружної деформації, яка є наслідком як незбігання параметрів ґраток, так і різних термічних коефіцієнтів між КТ та матричним матеріалом. Однак зовнішні напруження також можуть впливати на електронну підсистему в напівпровідникових гетероструктурах [11], зокрема, змінювати ширину за-

2. Модель

Розглянемо наногетеросистему InAs/GaAs з напруженими сферичними квантовими точками InAs, що зазнає впливу акустичної деформації. Оскільки стала ґратки нарощуваного матеріалу InAs ($a_1 = 0,608$ нм) більша, ніж матриці GaAs ($a_2 = 0,565$ нм), то при гетероепітаксійному нарощуванні InAs на шар GaAs в межах псевдоморфного росту матеріал InAs зазнає деформації стиску, а GaAs – розтягу. Таким чином, сферичну квантову точку радіусом R_0 можна подати пружним дилатаційним мікровключенням у вигляді пружної сфери (рис. 1, суцільна тонка лінія), поміщеної у сферичну порожнину (рис. 1, пунктирна лінія) у матриці GaAs. Об'єм порожнини менший за об'єм мікровключення на ΔV . Радіус матриці GaAs дорівнює R_1 . Щоб вкласти таке сферичне мікровключення, необхідно його стиснути і розтягнути оточуючу матрицю GaAs в радіальних напрямках. Результат одночасної дії деформацій контактуючих наноматеріалів наведено суцільною товстою лінією на рис. 1.

Під дією акустичної хвилі в матеріалі наногетеросистеми виникає періодичне деформаційне поле $U_{out}(t)$.

Розрив країв зон провідності (валентних зон) на гетеромежі квантова точка–матриця, який зумовлений

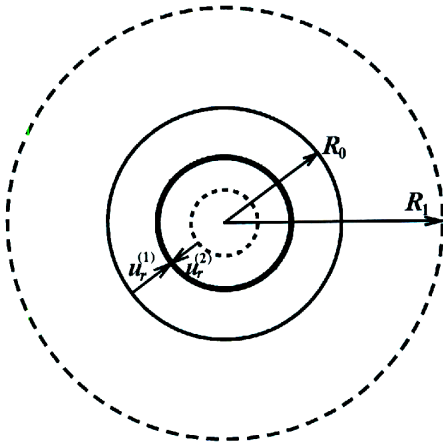


Рис. 1. Модель напруженої сферичної квантової точки ($u_r^{(i)}$ – радіальні компоненти вектора зміщень в матеріалах квантової точки ($i = 1$) чи матриці ($i = 2$))

відмінністю у ширині заборонених зон матеріалів КТ і матриці, визначає потенціальну енергію електрона та дірки у наногетеросистемі.

У випадку гетеросистем з напруженими КТ глибина квантуючого потенціалу визначається як внутрішньою деформацією матеріалів матриці і КТ, що виникає за рахунок невідповідності параметрів ґраток контактуючих матеріалів, так і деформацією, спричиненою акустичною хвилею.

На рис. 2 показано геометрію гетеросистеми InAs/GaAs із сферичними квантовими точками InAs та координатну залежність потенціальної енергії електрона і дірки без урахування (суцільна лінія) та з врахуванням (пунктирна та штрихова лінії) деформації матеріалу КТ, спричиненої дією ультразвукової хвилі. Пунктирна (штрихова) лінія відповідає моменту часу, коли зовнішнє поле спричиняє максимальну деформацію розтягу (стиску). Енергетичні зміщення країв дозволених зон під впливом пружних деформацій становлять

$$\Delta E_c^{(i)}(t) = a_c^{(i)} \varepsilon^{(i)}(t) = \Delta E_{c1}^{(i)} + \Delta E_{c2}^{(i)}(t),$$

$$\Delta E_v^{(i)}(t) = a_v^{(i)} \varepsilon^{(i)}(t) = \Delta E_{v1}^{(i)} + \Delta E_{v2}^{(i)}(t),$$

де $\Delta E_{c1}^{(i)}$, $\Delta E_{v1}^{(i)}$ – енергетичні зміщення країв зон провідності, валентних зон, відповідно, у матеріалах КТ чи матриці, спричинені невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів; $\Delta E_{c2}^{(i)}(t)$, $\Delta E_{v2}^{(i)}(t)$ – енергетичні зміщення країв зон провідності, валентних зон, відповідно, у матеріалах КТ чи матриці під

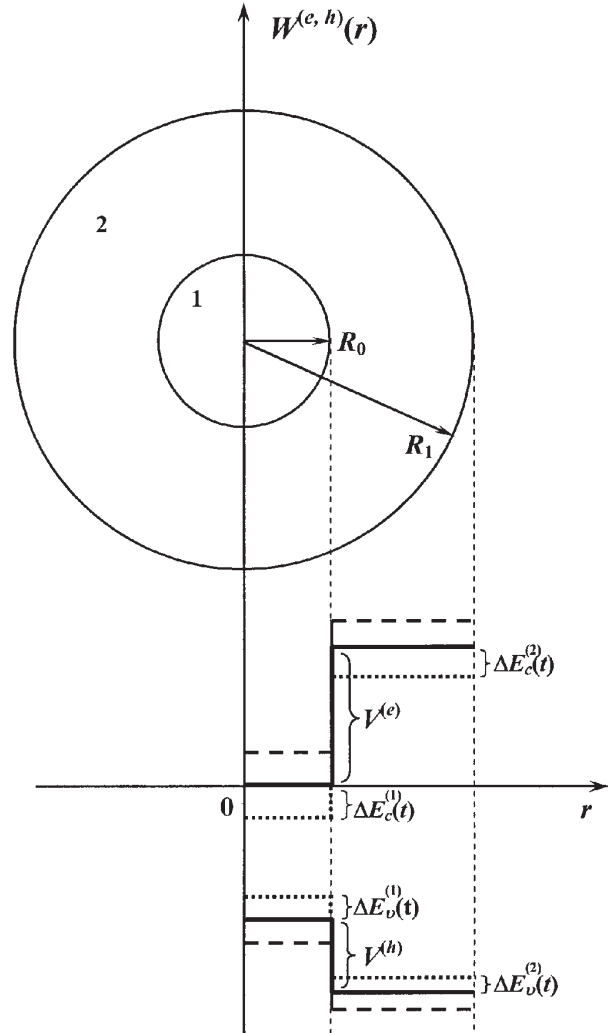


Рис. 2. Координатна залежність потенціальної енергії електрона і дірки в гетеросистемі InAs/GaAs зі сферичними квантовими точками InAs ($V^{(e)}$, $V^{(h)}$ – глибина потенціальної ями для електрона та дірки, відповідно, без урахування впливу акустичної хвилі): без впливу ультразвукової хвилі (суцільна лінія); у момент часу, коли ультразвукова хвиля створює максимальну деформацію розтягу (пунктирна лінія); у момент часу, коли ультразвукова хвиля створює максимальну деформацію стиску (штрихова лінія)

впливом ультразвукової хвилі; $\varepsilon^{(i)} = \text{Sp} \varepsilon^{(i)}$ – всебічна деформація, зумовлена як невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів, так і ультразвуковою хвилею; $a_c^{(i)}$, $a_v^{(i)}$ – константи гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності та валентної зони відповідно; $i = \begin{cases} 1 \equiv \text{InAs}, \\ 2 \equiv \text{GaAs}. \end{cases}$

Таким чином, потенціальні енергії електрона і дірки $W^{(e,h)}(r)$ у напруженій гетеросистемі InAs/GaAs зі сферичними квантовими точками InAs:

$$W^{(e,h)}(r,t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq r \leq R_0, \\ W^{(e,h)}(r,t), & R_0 \leq r \leq R_1, \end{cases} \quad (1)$$

де $W^{(e)} = \Delta E_c(0) - a_c^{(1)}\varepsilon^{(1)} + a_c^{(2)}\varepsilon^{(2)}$; $W^{(h)} = \Delta E_v(0) + a_v^{(1)}\varepsilon^{(1)} - a_v^{(2)}\varepsilon^{(2)}$; $\Delta E_{c,v}(0)$ – глибина потенціальних ям для електрона і дірки в ненапруженій квантовій точці:

$$\Delta E_c(0) = \chi_1 - \chi_2,$$

$$\Delta E_v(0) = E_g^{(2)}(0) + \chi_2 - E_g^{(1)}(0) - \chi_1, \quad (2)$$

χ_i , $E_g^{(i)}(0)$ – електронна спорідненість та ширина забороненої зони об'ємних ненапружених матеріалів InAs та GaAs відповідно. Енергія відраховується від країв відповідної дозволеної зони у матеріалі InAs.

3. Розрахунок компонентів тензора деформації у наногетеросистемі з квантовими точками з урахуванням впливу ультразвукової хвилі

Для визначення компонентів тензора деформації необхідно знайти вектори зміщень $\mathbf{u}^{(i)}(t, \mathbf{r})$ в матеріалах квантової точки чи матриці, які задовольняють рівняння

$$\rho^{(i)} \frac{\partial^2 u_i^{(i)}}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}^{(i)}}{\partial x_j}, \quad (3)$$

де $\rho^{(i)}$, $\sigma_{ij}^{(i)}$ – густина і компоненти тензора напружень матеріалів квантової точки чи матриці відповідно;

$$\sigma_{ij}^{(i)} = K^{(i)} \sum_k \varepsilon_{kk}^{(i)} \delta_{ij} + 2\mu^{(i)} \left(\varepsilon_{ij}^{(i)} - \delta_{ij} \frac{1}{3} \sum_k \varepsilon_{kk}^{(i)} \right), \quad (4)$$

де $K^{(i)}$, $\mu^{(i)}$ – модуль всебічного стиску і модуль зсуву відповідно, $\varepsilon_{ij}^{(i)}$ – компоненти тензора деформації:

$$\varepsilon_{ij}^{(i)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (5)$$

Подамо вектори зміщень $\mathbf{u}^{(i)}(t, \mathbf{r})$ у вигляді суми двох доданків $\mathbf{u}^{(i)}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{u}_l^{(i)}(t, \mathbf{r}) + \mathbf{u}_T^{(i)}(t, \mathbf{r})$, які задовольняють умови

$$\text{rot } \mathbf{u}_l^{(i)}(t, \mathbf{r}) = 0, \quad \text{div } \mathbf{u}_T^{(i)}(t, \mathbf{r}) = 0.$$

У результаті отримаємо

$$\Delta \mathbf{u}_l^{(i)} = \frac{1}{c_l^{(i)2}} \frac{\partial^2 \mathbf{u}_l^{(i)}}{\partial t^2}, \quad \Delta \mathbf{u}_T^{(i)} = \frac{1}{c_T^{(i)2}} \frac{\partial^2 \mathbf{u}_T^{(i)}}{\partial t^2}, \quad (6)$$

де $c_l^{(i)} = \sqrt{\frac{3K^{(i)} + 4\mu^{(i)}}{3\rho^{(i)}}}$, $c_T^{(i)} = \sqrt{\frac{\mu^{(i)}}{\rho^{(i)}}}$ – поздовжні та поперечні швидкості акустичних коливань у матеріалах квантової точки чи матриці.

Поперечна акустична хвиля $(\mathbf{u}_T^{(i)})$ у (6) не приводить до зміни об'єму [14], оскільки $\text{div } \mathbf{u}_T^{(i)}(t, \mathbf{r}) = 0$. Поширення поздовжньої хвилі супроводжується об'ємним розширенням та стиском.

Пружні коливання у гетеросистемі з квантовими точками розглядатимемо на фоні статичних напружень, що виникають за рахунок невідповідності параметрів ґраток контактуючих матеріалів. Подамо зміщення у вигляді

$$\mathbf{u}_l^{(i)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_0^{(i)}(\mathbf{r}) + \mathbf{u}_{1l}^{(i)}(\mathbf{r}, t), \quad (7)$$

де $\mathbf{u}_0^{(i)}(\mathbf{r})$ – статичні зміщення у матеріалі квантової точки чи матриці, що задовольняють рівняння рівноваги [14]:

$$\nabla \text{div } \mathbf{u}_0^{(i)}(\mathbf{r}) = 0 \quad (8)$$

з такими граничними умовами:

$$\begin{cases} 4\pi R_0^2 \left(u_{0r}^{(2)}|_{r=R_0} - u_{0r}^{(1)}|_{r=R_0} \right) = \Delta V, \\ \sigma_{0rr}^{(1)}|_{r=R_0} = \sigma_{0rr}^{(2)}|_{r=R_0} - P_L, \\ \sigma_{0rr}^{(2)}|_{r=R_1} = 0. \end{cases} \quad (9)$$

У формулі (9) $\sigma_{0rr}^{(i)}$ – радіальні компоненти статичних напружень матеріалів квантової точки чи матриці, спричинених невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів. Ліва частина першого з рівнянь системи (9) дорівнює геометричній різниці об'ємів ΔV мікрովключення та порожнини в матриці GaAs; $P_L = \frac{2\alpha}{R_0}$ – Лапласівський тиск, α – густина поверхневої енергії КТ (InAs), яка визначається з умови

$$\int_0^{R_1} \rho^{(i)} c_l^{(i)2} \varepsilon^{(i)2}(r) r^2 dr = \alpha \Delta S,$$

де $\Delta S = 2\pi R_0 u^{(1)}(R_0)$ – зміна площі поверхні КТ; $\varepsilon^{(i)}$ – всебічна деформація матеріалів КТ чи матриці. Вибір знаків у другому рівнянні системи (9) зумовлений співвідношенням напрямків сил, що викликають деформацію стиску матеріалу квантової точки,

деформацію розтягу матеріалу матриці та сили поверхневого натягу у квантовій точці, що зумовлює її додатковий стиск.

Впорядковане розміщення напружених квантових точок у кристалічній матриці зумовлене пружною взаємодією між ними. Щоб звести задачу з великою кількістю квантових точок до задачі з однією квантовою точкою, у роботі [10] було зроблено таке наближення: енергія попарної пружної взаємодії квантових точок замінена енергією взаємодії кожної квантової точки з усередненим полем пружної деформації σ_{ef} всіх інших квантових точок. У даній роботі при розв'язуванні рівняння (8) з граничними умовами (9) пружну взаємодію між квантовими точками не враховували, що є виправданим, якщо відстань між квантовими точками є набагато більшою від їх розмірів.

Другий доданок в (7) $(\mathbf{u}_{1l}^{(i)}(\mathbf{r}, t))$ – це динамічні зміщення у матеріалах квантової точки чи матриці, спричинені дією акустичної хвилі.

Оскільки розглядається сферично симетрична система, тобто вектор зміщення має лише радіальну компоненту u_r , то радіальне напруження матиме вигляд [12]:

$$\sigma_{rr}^{(i)} = \left(K^{(i)} + \frac{4}{3}\mu^{(i)} \right) \frac{\partial u_r^{(i)}}{\partial r} + \left(K^{(i)} - \frac{2}{3}\mu^{(i)} \right) \frac{2u_r^{(i)}}{r}. \quad (10)$$

Розв'язок рівняння (8) з урахуванням умов (9) при забезпеченні скінченності зміщення в точці $r = 0$ у випадку сферичних КТ має вигляд

$$u_{0r}^{(1)} = C_1 r, \quad 0 \leq r \leq R_0, \quad (11)$$

$$u_{0r}^{(2)} = C_2 r + C_3 \frac{1}{r^2}, \quad R_0 \leq r \leq R_1, \quad (12)$$

де сталі інтегрування C_1, C_2, C_3 визначаються з умов (9).

Перейшовши до скалярного потенціалу $\mathbf{u}_{1l}^{(i)} = \nabla \varphi^{(i)}$, рівняння (6) з врахуванням (7) можна записати у такому вигляді:

$$\Delta \varphi^{(i)} = \frac{1}{c_l^{(i)2}} \frac{\partial^2 \varphi^{(i)}}{\partial t^2}. \quad (13)$$

Розв'язок рівняння (13) шукаємо в кожній області гетероструктури з урахуванням граничних умов:

$$\begin{cases} \sigma_{1rr}^{(1)}(t)|_{r=R_0} = \sigma_{1rr}^{(2)}(t)|_{r=R_0} \\ \sigma_{1rr}^{(2)}(t)|_{r=R_1} = -\sigma_{us} \sin \omega t. \end{cases} \quad (14)$$

Тут $\sigma_{1rr}^{(i)}(t)$ – радіальні компоненти динамічних напружень матеріалів квантової точки чи матриці, спричинені дією акустичної хвилі.

Остання гранична умова системи (14) визначає вплив акустичної хвилі на напружений стан наносистеми як дію періодичної вимушуючої сили з частотою ω , де σ_{us} – амплітуда механічного напруження, створеної акустичною хвилею на поверхні матриці. Напрямок цієї зовнішньої періодичної сили та пружної сили, що виникає у наногетеросистемі під її впливом, є протилежними у будь-який момент часу, що зумовлює вибір знака у другому рівнянні системи (14).

Таким чином, враховуючи (7), (10)–(12) та (14), а також те, що $u_r^{(i)} = \frac{\partial \varphi^{(i)}}{\partial r}$, отримуємо вираз для радіальних складових вектора зміщень у квантовій точці чи матриці:

$$u_r^{(1)}(r, t) = C_1 r - A_1 \times \left(\frac{\sin \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(1)}} + \alpha_1 \right)}{r^2} + \frac{\omega \cos \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(1)}} + \alpha_1 \right)}{r c_l^{(1)}} \right), \quad (15)$$

$$u_r^{(2)}(r, t) = C_2 r + C_3 \frac{1}{r^2} - A_2 \times \left(\frac{\sin \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} + \alpha_2 \right)}{r^2} + \frac{\omega \cos \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} + \alpha_2 \right)}{r c_l^{(2)}} \right), \quad (16)$$

де

$$\begin{aligned} A_1 &= -\frac{R_1}{\rho^{(1)}} \frac{\sigma_{us}}{\sqrt{(\omega_{01}^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma_1^2 \omega^2}}, \\ \alpha_1 &= \frac{\omega R_0}{c_l^{(1)}} - \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} + \frac{\omega R_1}{c_l^{(2)}} + \arctg \frac{2\gamma_1 \omega}{\omega^2 - \omega_{01}^2}, \\ A_2 &= -\frac{R_1}{\rho^{(2)}} \frac{\sigma_{us}}{\sqrt{(\omega_{02}^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma_2^2 \omega^2}}, \end{aligned}$$

$$\alpha_2 = \frac{\omega R_1}{c_l^{(2)}} + \arctg \frac{2\gamma_2 \omega}{\omega^2 - \omega_{02}^2},$$

$$\omega_{01} = \frac{2c_T^{(1)}}{R_0}, \quad \omega_{02} = \frac{2c_T^{(2)}}{R_1}, \quad \gamma_1 = \frac{2c_T^{(1)2}}{R_0 c_l^{(1)}}, \quad \gamma_2 = \frac{2c_T^{(2)2}}{R_1 c_l^{(2)}}.$$

Компоненти тензора деформації матеріалів квантової точки чи матриці дорівнюють:

$$\varepsilon_{rr}^{(i)} = \frac{\partial u_r^{(i)}}{\partial r^{(i)}}, \quad \varepsilon_{\theta\theta}^{(i)} = \varepsilon_{\varphi\varphi}^{(i)} = \frac{u_r^{(i)}}{r^{(i)}},$$

$$\text{Sp} \varepsilon^{(i)} = \varepsilon_{rr}^{(i)} + \varepsilon_{\theta\theta}^{(i)} + \varepsilon_{\varphi\varphi}^{(i)}. \quad (17)$$

Оскільки нас цікавить вплив акустичної хвилі на зміну частоти випромінювання гетероструктури з КТ, то надалі в розрахунках братимемо до уваги тільки динамічну складову деформації. Вплив внутрішніх статичних напружень на енергетичний спектр носіїв струму гетероструктури з КТ досліджено в роботі [10].

4. Модуляція частоти випромінювання гетероструктури з КТ

Енергетичний спектр та хвильові функції електрона і дірки в досліджуваній системі знаходимо з розв'язку нестационарного рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}_{e,h}(r, \theta, \varphi, t) \Psi^{(e,h)}(r, \theta, \varphi, t) = -\frac{\hbar}{i} \frac{d\Psi^{(e,h)}}{dt}(r, \theta, \varphi, t) \quad (18)$$

з гамільтоніаном

$$\hat{H}(r, \theta, \varphi, t)_{e,h} = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m^{(e,h)}(r)} \nabla + W^{(e,h)}(r, t),$$

$$m^{(e,h)}(r) = \begin{cases} m_1^{(e,h)}, & r \in KT, \\ m_2^{(e,h)}, & r \notin KT, \end{cases}$$

де потенціальні енергії $W^{(e,h)}(r, t)$ електрона і дірки у напруженій гетеросистемі InAs/GaAs зі сферичними КТ InAs визначаються за формулою (1).

Якщо гамільтоніан з часом змінюється досить повільно, то можна очікувати, що наближеними розв'язками рівняння Шредінгера будуть стаціонарні власні функції оператора енергії, обчислені у даний момент часу. Таким чином, будь-яка власна функція,

знайдена для деякого моменту часу, неперервно переходить у відповідну власну функцію для більш пізнього моменту часу (адіабатичне наближення) [15]. Дане наближення є коректним, якщо виконується умова [16]:

$$\frac{1}{\hbar} \left| \frac{\partial H}{\partial t} \frac{1}{\omega_{kn}^2} \right| \ll 1, \quad (19)$$

де ω_{kn} – частота випромінювання переходу між відповідними енергетичними рівнями.

Розв'язок стаціонарного рівняння (18), енергії стаціонарного основного $E_0^{(e,h)}$ і збудженого станів $E_1^{(e,h)}$ електрона і дірки у сферичній КТ з урахуванням статичних напружень, спричинених невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів матриці та КТ, знайдено в роботі [10]. Виконання умови (19) залежить від співвідношення між частотою акустичної хвилі і частотою ω_{kn} та між деформаційним потенціалом і енергетичною відстанню між основним $E_0^{(e,h)}$ та збудженим станом електрона (дірки) $E_1^{(e,h)}$. Як показують подальші розрахунки, $\omega \ll \omega_{kn}$ і $a_{c,v} \varepsilon^{(i)} \ll E_1^{(e,h)} - E_0^{(e,h)}$, тобто умова (19) виконується.

Подамо потенціальну енергію електрона і дірки у вигляді

$$W^{(e,h)}(r, t) = V^{(e,h)} + \Delta V^{(e,h)}(r, t),$$

де $\Delta V^{(e,h)}$ – складова потенціальної енергії електрона та дірки, зумовлена динамічною деформацією.

Поправка до енергії електрона та дірки від збурення, яке викликане дією акустичної хвилі, у першому наближенні обчислюється за формулою [15]:

$$E_{1n}^{(e,h)} = \int_V \psi_n^{*(e,h)}(r) \Delta V^{(e,h)}(r, t) \psi_n^{(e,h)}(r) dV, \quad (20)$$

де $\psi^{(e,h)}(r)$ – власні функції електрона та дірки у незбуреному (стаціонарному) стані. Складова потенціальної енергії електрона та дірки, зумовлена динамічною деформацією, з урахуванням (1) та (15)–(17) має вигляд

$$\Delta V^{(e)}(r, t) = a_c^{(1)} A_1 \left(\frac{\omega}{c_l^{(1)}} \right)^2 \frac{\sin \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(1)}} + \alpha_1 \right)}{r} - a_c^{(2)} A_2 \left(\frac{\omega}{c_l^{(2)}} \right)^2 \frac{\sin \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} + \alpha_2 \right)}{r}, \quad (21)$$

$$\Delta V^{(h)}(r, t) = -a_v^{(1)} A_1 \left(\frac{\omega}{c_l^{(1)}} \right)^2 \frac{\sin \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(1)}} + \alpha_1 \right)}{r} +$$

$$+ a_v^{(2)} A_2 \left(\frac{\omega}{c_l^{(2)}} \right)^2 \frac{\sin \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} + \alpha_2 \right)}{r}. \quad (22)$$

Тоді періодичну зміну частоти випромінювання, що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки у напружений КТ InAs, можна визначити так:

$$\Delta \nu(t) = \frac{1}{2\pi\hbar} \left(E_{10}^{(e)}(t) + E_{10}^{(h)}(t) + \Delta E_g(t) \right), \quad (23)$$

де $\Delta E_g = a_c^{(1)} \varepsilon^{(1)} - a_v^{(1)} \varepsilon^{(1)}$ – зміна ширини забороненої зони матеріалу КТ під дією акустичної хвилі. У формулі (23) враховано, що акустична деформація приводить до зміни ширини забороненої зони ΔE_g матеріалу КТ та зміни енергії $E_{10}^{(e,h)}$ електрона і дірки. Зміна енергії носіїв струму пов'язана зі зміною глибини відповідних потенціальних ям (формула (1)), зумовленою різним зміщенням дна (вершини) зони провідності (валентної зони) у матеріалах КТ та матриці. Для розрахунку зміни енергії електрона і дірки $E_{10}^{(e,h)}$ за формулою (20) було використано результати роботи [10] (хвильові функції електрона та дірки у незбуреному стані).

Таким чином, у результаті взаємодії електронної підсистеми з періодичним деформаційним полем, що створене акустичною хвилею, спостерігається процес частотної модуляції випромінювання гетероструктури InAs/GaAs з КТ InAs. А саме – частота випромінювання, що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки напруженої КТ InAs змінюється з періодом акустичної хвилі. З урахуванням (20)–(23) зміну частоти рекомбінаційного випромінювання можна визначити так:

$$\Delta \nu(t) = \nu_0 \sin(\omega t + \theta), \quad (24)$$

де

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi\hbar} \left(\left(E_{10 \max}^{(e)} + E_{10 \max}^{(h)} \right)^2 + \Delta E_{g \max}^2 + \right.$$

$$+ 2\Delta E_{g \max} \left(E_{10 \max}^{(e)} + E_{10 \max}^{(h)} \right) \cos(\alpha_1 - \varphi) \Big)^{1/2},$$

$$E_{10 \max}^{(e)} = \left(\left(B_c^{(1)} \right)^2 + \left(B_c^{(2)} \right)^2 - \right.$$

$$- 2B_c^{(1)} B_c^{(2)} \cos(\alpha_1 - \alpha_2) \Big)^{1/2} \int_V \psi_n *^{(e)}(r) \frac{1}{r} \psi_n^{(e)}(r) dV,$$

$$E_{10 \max}^{(h)} = \left(\left(B_v^{(1)} \right)^2 + \left(B_v^{(2)} \right)^2 - \right.$$

$$- 2B_v^{(1)} B_v^{(2)} \cos(\alpha_1 - \alpha_2) \Big)^{1/2} \int_V \psi_n *^{(h)}(r) \frac{1}{r} \psi_n^{(h)}(r) dV,$$

$$\Delta E_{g \max} = \frac{1}{R_0} \left(-B_c^{(1)} + B_v^{(1)} \right),$$

$$B_{c,v}^{(i)} = a_{c,v}^{(i)} A_i \left(\frac{\omega}{c_l^{(i)}} \right)^2,$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{B_c^{(1)} \sin \alpha_1 - B_c^{(2)} \sin \alpha_2}{B_c^{(1)} \cos \alpha_1 - B_c^{(2)} \cos \alpha_2},$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\left(E_{10 \max}^{(e)} + E_{10 \max}^{(h)} \right) \sin \varphi + \Delta E_{g \max} \sin \alpha_1}{\left(E_{10 \max}^{(e)} + E_{10 \max}^{(h)} \right) \cos \varphi + \Delta E_{g \max} \cos \alpha_1}.$$

На рис. 3 наведено результати числових розрахунків залежності амплітуди частотної модуляції ν_0 випромінювання, що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки наногетеросистеми InAs/GaAs з напруженими КТ InAs, від частоти акустичної хвилі. Розрахунки проводили при таких значеннях параметрів [17–20]: $\chi_1 = 4,9$ еВ; $\chi_2 = 4,07$ еВ; $a_c^{(1)} = -5,08$ еВ; $a_c^{(2)} = -7,17$ еВ; $a_v^{(1)} = 1$ еВ; $a_v^{(2)} = 1,16$ еВ; $E_g^{(1)}(0) = 0,36$ еВ; $E_g^{(2)}(0) = 1,45$ еВ; $m_1^{(e)} = 0,057m_0$; $m_2^{(e)} = 0,065m_0$; $m_1^{(h)} = 0,41m_0$; $m_2^{(h)} = 0,45m_0$; $R_1 = 50$ нм; $K^{(1)} = 0,58$ Мбар; $\mu^{(1)} = 0,19$ Мбар; $K^{(2)} = 0,79$ Мбар; $\mu^{(2)} = 0,33$ Мбар; $\rho^{(1)} = 5680$ кг/м³; $\rho^{(2)} = 5320$ кг/м³; $\sigma_{us} = 10$ бар.

Як бачимо з рис. 3, залежність амплітуди зміни частоти рекомбінаційного випромінювання гетероструктури InAs/GaAs з КТ InAs від частоти акустичної хвилі має немонотонний характер з двома максимумами в околі точок $\omega = \omega_{01}$ та $\omega = \omega_{02}$. Такий характер залежності можна пояснити так. Зміна енергії, що відповідає рекомбінаційному переходу, визначається двома факторами, які зумовлені дією акустичної хвилі: 1) зміною енергії електрона та дірки в гетероструктурі з КТ; 2) зміною ширини за-

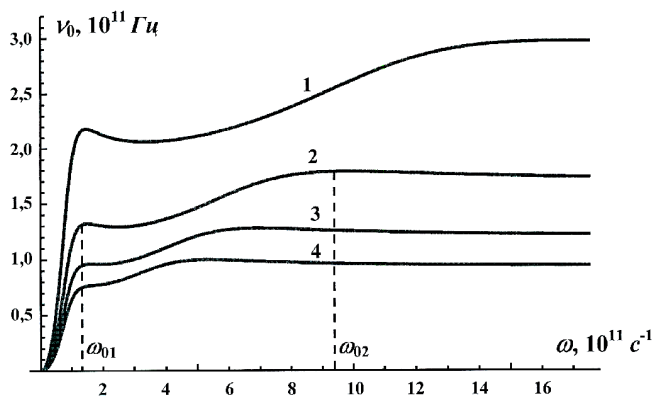


Рис. 3. Залежність амплітуди частотної модуляції рекомбінаційного випромінювання, що відповідає переходу між основними станами електрона та дірки в гетероструктурі InAs/GaAs з квантовими точками InAs від частоти акустичної хвилі при різних розмірах квантових точок: 1 – $R_0 = 3$ нм; 2 – $R_0 = 5$ нм; 3 – $R_0 = 7$ нм; 4 – $R_0 = 9$ нм

бороненої зони матеріалу КТ. При частоті акустичної хвилі, що відповідає значенню $\omega = \omega_{01}$, деформація матеріалу матриці досягає максимального значення, а деформацією матеріалу КТ можна знехтувати ($\varepsilon^{(1)} \ll \varepsilon^{(2)}$). Тому до уваги можна брати лише зміщення дна зони провідності (вершини валентної зони) у матриці. Це, в свою чергу, приводить до зміни глибини потенціальної ями електрона (дірки) і, відповідно, до зміщення енергетичних рівнів носіїв струму. Подальше збільшення частоти акустичної хвилі приводить до зменшення деформації матеріалу матриці і, відповідно, до зменшення впливу першого фактора на енергію рекомбінаційного випромінювання.

При частоті акустичної хвилі, що відповідає значенню $\omega = \omega_{02}$, максимального значення досягає деформація матеріалу КТ ($\varepsilon^{(1)} \gg \varepsilon^{(2)}$). У цьому випадку основну роль у зміні енергії рекомбінаційного випромінювання відіграє другий фактор, тобто зміна ширини забороненої зони матеріалу КТ.

Крім того, амплітуда частотної модуляції випромінювання, що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки гетероструктури InAs/GaAs з КТ InAs, суттєво залежить від розміру КТ. Зокрема, при зменшенні радіуса КТ від 9 нм до 3 нм спостерігається максимальне збільшення амплітуди частотної модуляції від 100 ГГц до 300 ГГц (рис. 3). Це пояснюється тим, що КТ менших розмірів є більш чутливими до деформації. Також зменшення розміру КТ приводить до зменшення максимумів амплітуди частотної модуляції

у бік більших частот, що пояснюється збільшенням частоти власних коливань сферичного нановключення.

Теоретичні розрахунки, проведені в межах даної моделі, якісно збігаються з експериментальними даними, отриманими в роботах [1, 2]. У цих роботах за даними спектрального аналізу встановлено, що в лазерних 2D-гетероструктурах на основі InGaAsP/InP під впливом акустичної хвилі відбувається модуляція частоти випромінювання. Зокрема, під дією об'ємної ультразвукової хвилі при акустичній потужності 1 Вт (інтенсивності 100 Вт/см²) спостерігалась зміна довжини хвилі випромінювання на 0,7–0,8 нм [1], що відповідає зміні частоти ~ 110 ГГц.

5. Висновки

1. Побудовано теоретичну модель процесу частотної модуляції випромінювання при рекомбінаційному переході між основними станами електрона та дірки у гетероструктурі InAs/GaAs з квантовими точками InAs за допомогою ультразвукової хвилі.
2. Встановлено, що залежність амплітуди частотної модуляції від частоти акустичної хвилі має немонотонний характер з двома максимумами, положення яких визначається геометричними розмірами гетероструктури та пружними сталими її матеріалу.
3. Показано, що зі зменшенням розміру КТ амплітуда частотної модуляції зростає, що пояснюється збільшенням деформації матеріалу КТ.

1. Л.А. Кулакова, И.С. Тарасов, Письма в ЖЭТФ **78**, 77 (2003).
2. Л.А. Кулакова, ФТТ **51**, 73 (2009).
3. E. Stock, M.-R. Dachner, T. Warming, and A. Schliwa, Phys. Rev. B **83**, 041304 (2011).
4. M.V. Tkach, Ju.O. Seti, and O.M. Voitsekhivska, Condensed Matter Physics **11**, 463 (2008).
5. Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг, ФТП **32**, 385 (1998).
6. M. Tkach, V. Holovatsky, O. Voitsekhivska, M. Mykhalyova, and R. Fartushynsky, Phys. Stat. Sol. B **225**, 331 (2001).
7. Г.Г. Зегря, О.В. Константинов, А.В. Матвеевцев, ФТП **37**, 334 (2003).

8. M.-H. Mao, F. Heinrichsdorff, A. Krost, and D. Bimberg, *Electron. Lett.* **33**, 1641 (1997).
9. N.N. Ledentsov, *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 014001 (2011).
10. О.О. Данькив, Р.М. Пелешак, *Письма в ЖТФ* **31**, 33 (2005).
11. Б.В. Новиков, Г.Г. Зегря, Р.М. Пелешак, О.О. Данькив и др., *ФТП* **42**, 1094 (2008).
12. І.В. Блонський, Є.А. Єлисеєв, П.М. Томчук, *УФЖ* **45**, 1110 (2000).
13. П.М. Томчук, М.І. Григорчук, Д.В. Бутенко, *УФЖ* **55**, 443 (2010).
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория упругости* (Наука, Москва, 1965).
15. Л. Шифф, *Квантовая механика* (Издательство иностранной литературы, Москва, 1959).
16. В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган, *Задачи по квантовой механике* (Наука, Москва, 1981).
17. В.П. Евтихийев, О.В. Константинов, А.В. Матвеевцев, А.Е. Романов, *ФТП* **36**, 79 (2002).
18. Chris G. Van de Walle, *Phys. Rev. B* **39**, 1871 (1989).
19. A. Qteish and R.J. Needs, *Phys. Rev. B* **45**, 1317 (1992).
20. N. Moll, M. Scheffler, and E. Pehlke, *Phys. Rev. B* **58**, 4566 (1998).

Одержано 23.10.10

ЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InAs/GaAs С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ InAs ПОД ВЛИЯНИЕМ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Р.М. Пелешак, О.О. Данькив, О.В. Кузык

Р е з ю м е

Построена теоретическая модель процесса частотной модуляции излучения при рекомбинационном переходе между основными состояниями электрона и дырки в гетероструктуре InAs/GaAs с квантовыми точками InAs с помощью акустической волны. Установлен характер зависимости амплитуды частотной модуляции от частоты акустической волны.

FREQUENCY MODULATION OF RECOMBINATION RADIATION EMITTED BY AN InAs/GaAs HETEROSTRUCTURE WITH InAs QUANTUM DOTS UNDER THE INFLUENCE OF AN ACOUSTIC WAVE

R.M. Peleshchak, O.O. Dan'kiv, O.V. Kuzyk

Ivan Franko Drohobych State Pedagogical University
(24, Ivan Franko Str., Drohobych 82100, Ukraine;
e-mail: peleshchak@rambler.ru)

S u m m a r y

We have developed a theoretical model that describes the process of frequency modulation of radiation emitted at the recombination transition between the ground states of an electron and a hole in the InAs/GaAs heterostructure with InAs/GaAs quantum dots, the modulation being induced by an acoustic wave. The character of the dependence of the frequency modulation amplitude on the acoustic wave frequency is determined.