

Математичне моделювання акустoeлектронних та акустооптичних ефектів в наногетеросистемах

Пелещак Р.М., Даньків О.О.

email: dankivolesya@ukr.net

Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка,
кафедра загальної фізики

Досліджено вплив акустoeлектронного та акустооптичного ефектів на довжину хвилі випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з квантовими точками InAs. Встановлено, що вплив акустoeлектронної взаємодії на зміну довжини хвилі випромінювання гетеролазера є більш суттєвим, ніж акустооптичної взаємодії.

Ключові слова: акустооптичний ефект, акустoeлектронний ефект, довжина хвилі, квантова точка.

ВСТУП

Дослідженню процесів, що визначають спектральні характеристики випромінювання гетеролазерів, присвячена значна кількість наукових робіт [1 – 10], що пов'язано з перспективою їх використання у сучасній оптоелектроніці. Найбільш цікавими є роботи пов'язані з дослідженням можливості керування частотою випромінювання гетеролазера на квантових точках [2 – 4, 8, 9].

Перебудова довжини хвилі випромінювання гетеролазера під впливом зміни струмів накачки у багатосекційних лазерах є одним з надійних та простих методів [1, 3].

Для створення діодних лазерів, які здатні перебудовуватися за довжиною хвилі випромінювання, в лазерних спектрометрах надвисокої роздільної здатності використовують теплові ефекти або зміну робочого струму [2, 3].

Окрім цього, відомо, що пружна деформація, завдяки деформаційному потенціалу, призводить до зміни як властивостей електронної підсистеми (акустoeлектронний ефект), зокрема, ширини забороненої зони та положення енергетичних рівнів носіїв струму [9 – 11], так і до зміни діелектричної проникності оптичного резонатора (акустооптичний ефект) [2, 3, 8, 12]. Зміна показника заломлення лазерного резонатора за наявності деформації також повинна впливати на спектральні характеристики випромінювання гетеролазера з квантовими точками. Тому можна очікувати, що

акустoeлектронний та акустооптичний ефекти будуть проявлятися в лазерних гетероструктурах з квантовими точками (КТ), зумовлюючи зміни умов генерації, змінюючи спектральні характеристики, зокрема, довжину хвилі випромінювання.

У даній роботі досліджено вплив акустoeлектронного та акустооптичного ефектів на довжину хвилі випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з квантовими точками InAs.

1. МОДЕЛЬ

При дії акустичної хвилі на гетероструктуру з КТ можуть спостерігатися наступні ефекти:

1) періодична деформація за рахунок самоузгодженого електрон-деформаційного зв'язку призводить до локального періодичного зміщення дна (вершини) зони провідності (валентної зони) і, відповідно, до модуляції довжини хвилі випромінювання гетеролазера;

2) акустична хвиля призводить до зміни показника заломлення оптичного резонатора і, відповідно, до зміни довжини хвилі випромінювання лазерної гетероструктури;

3) акустична хвиля, яка поширюється в заданому напрямку призводить до спотворення форми квантової точки і, відповідно, до зміни довжини хвилі випромінювання лазерної гетероструктури;

4) акустична хвиля призводить до зміни невідповідності параметрів кристалічних ґраток контактуючих матеріалів і, відповідно, до зміни довжини хвилі випромінювання лазерної гетероструктури;

5) періодична деформація призводить до локальної періодичної зміни показника заломлення, і, відповідно, до модуляції напрямку випромінювання гетеролазера;

6) періодична деформація призводить до просторово-часового перерозподілу точкових дефектів (формування періодичних структур) [13–19], що є причиною зміни енергетичного спектру носіїв струму, і, відповідно, зміни довжини хвилі випромінювання лазерної гетероструктури.

Розглянемо наногетеросистему InAs/GaAs з напруженими сферичними квантовими точками (КТ) InAs, що зазнає впливу акустичної деформації.

Оскільки постійна ґратки нарощуваного матеріалу InAs більша, ніж матриці GaAs, 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 представити пружним дилатаційним мікрровключенням 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 мікрровключення на ΔV . Радіус матриці GaAs дорівнює R_1 . Щоб вкласти таке сферичне мікрровключення, необхідно його стиснути і розтягнути оточуючу матрицю GaAs в радіальних напрямках. Результат одночасної дії деформацій контактуючих наноматеріалів представлено суцільною товстою лінією на рис. 1.

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

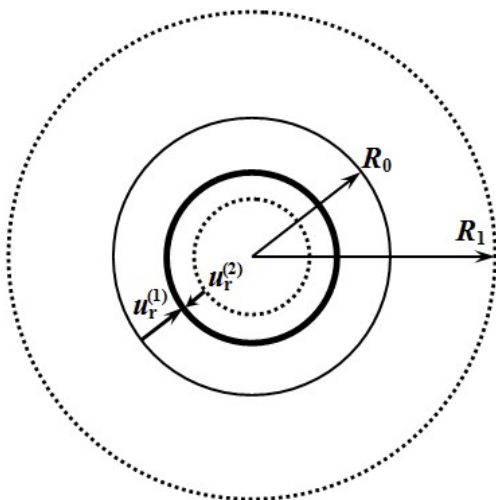


Рисунок 1. Модель напруженої сферичної квантової точки ($u_r^{(i)}$ – радіальні компоненти вектора зміщень в матеріалах квантової точки ($i = 1$) та матриці ($i = 2$))

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 показана геометрія гетеросистеми InAs/GaAs із сферичними квантовими точками InAs та координатна залежність потенціальної енергії електрона і дірки без врахування (суцільна лінія) та з врахуванням (пунктирна та штрихова лінії) деформації матеріалу КТ, спричиненої дією ультразвукової хвилі. Пунктирна (штрихова)

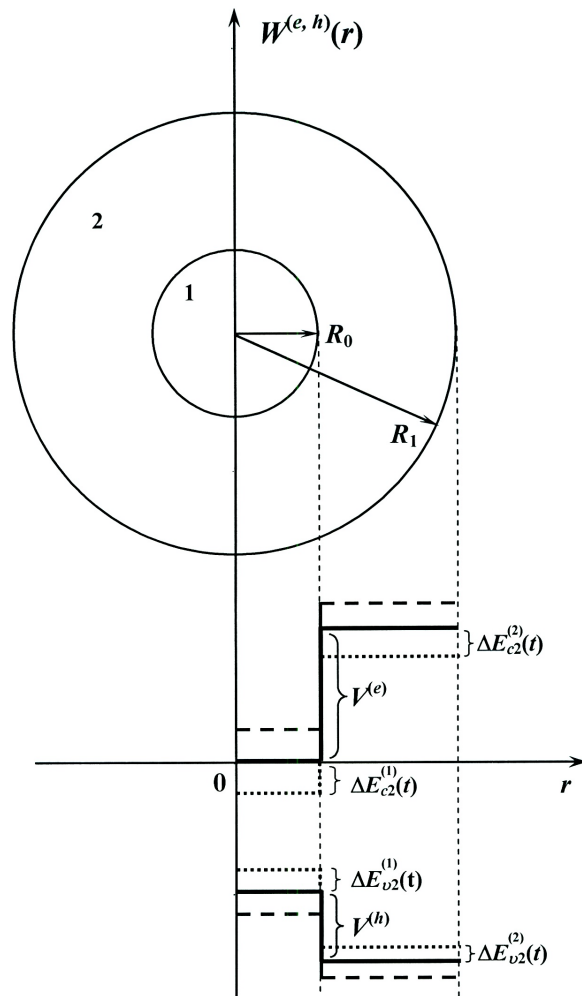


Рис. 2. Координатна залежність потенціальної енергії електрона і дірки в гетеросистемі InAs/GaAs зі сферичними квантовими точками InAs ($V^{(e)}$, $V^{(h)}$ – глибина потенціальних ям для електрона, дірки, відповідно): суцільна лінія – без впливу ультразвукової хвилі; пунктирна лінія – в момент часу,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

лінія відповідає моменту часу, коли зовнішнє поле спричиняє максимальну деформацію розтягу (стиску).

Енергетичні зміщення країв дозволених зон під впливом пружних деформацій становлять:

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

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

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 впливом ультразвукової хвилі; $\varepsilon^{(i)} = \text{Sp} \varepsilon^{(i)}$ – всебічна деформація, зумовлена як невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів, так і ультразвуковою хвилею; $\alpha_c^{(i)}$, $\alpha_v^{(i)}$ – 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 $W^{(e)} = \Delta E_c(0) - \alpha_c^{(1)} \varepsilon^{(1)} + \alpha_c^{(2)} \varepsilon^{(2)}$;

$$W^{(h)} = \Delta E_v(0) + \alpha_v^{(1)} \varepsilon^{(1)} - \alpha_v^{(2)} \varepsilon^{(2)}; \Delta E_{c,v}(0) -$$

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.

Для визначення компонентів тензора деформації необхідно знайти вектори зміщень $\vec{u}^{(i)}(t, \vec{r})$ у 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 $K^{(i)}$, $\mu^{(i)}$ – модулі всебічного стиску і зсуву, відповідно, $\varepsilon_{ij}^{(i)}$ – компоненти тензора деформації:

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

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

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

У результаті отримаємо:

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

$$\text{де } c_l^{(i)} = \sqrt{\frac{3K^{(i)} + 4\mu^{(i)}}{3\rho^{(i)}}}, \quad c_T^{(i)} = \sqrt{\frac{\mu^{(i)}}{\rho^{(i)}}} -$$

поздовжні та поперечні швидкості акустичних коливань у матеріалах квантової точки чи матриці.

Поперечна акустична хвиля ($\vec{u}_T^{(i)}$) у (6) не призводить до зміни об'єму [20], оскільки $\text{div} \vec{u}_T^{(i)}(t, \vec{r}) = 0$. 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. Представимо зміщення у вигляді:

$$\vec{u}_l^{(i)}(\vec{r}, t) = \vec{u}_0^{(i)}(\vec{r}) + \vec{u}_1^{(i)}(\vec{r}, t), \quad (7)$$

де $\vec{u}_0^{(i)}(\vec{r})$ – статичні зміщення у матеріалі квантової точки чи матриці, що задовольняють рівняння рівноваги [20]

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

з такими граничними умовами:

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

У формулі (9) $\sigma_{0rr}^{(i)}(\vec{r})$ – 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 мікрровключення 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 (2.9) обумовлений співвідношенням напрямів сил, що викликають деформацію стиску матеріалу квантової точки, деформацію розтягу матеріалу матриці та сили поверхневого натягу у квантовій точці, що зумовлює її додатковий тиск.

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 [9] було зроблене наступне 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) пружна взаємодія між квантовими точками не враховувалась, що є виправданим, якщо відстань між квантовими точками є набагато більшою від їх розмірів.

Другий доданок в (7) $(\bar{u}_{1l}^{(i)}(\vec{r}, t))$ – 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:

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

Розв'язок рівняння (8) з врахуванням 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 $\bar{u}_{1l}^{(i)} = \bar{\nabla} \varphi^{(i)}$, рівняння (6) з врахуванням (7) можна записати у 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 врахуванням 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 $\sigma_{1rr}^{(i)}(\vec{r})$ – 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 механічної напруги, 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 обумовлює вибір знаку у другому рівнянні системи (14).

Таким чином, враховуючи (7), (10) – (12)

та (14), а також те, що $u_r^{(i)} = \frac{\partial \varphi^{(i)}}{\partial r}$, отримаємо

вираз для радіальних складових вектора зміщень у квантовій точці чи матриці:

$$\begin{aligned} u_r^{(1)}(r, t) &= C_1 r - A_1 \times \\ &\times \left(\frac{\sin \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(1)}} + \alpha_1 \right)}{r^2} + \frac{\omega \cos \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(1)}} + \alpha_1 \right)}{r c_l^{(1)}} \right), \quad (15) \\ u_r^{(2)}(r, t) &= C_2 r + C_3 \frac{1}{r^2} - A_2 \times \\ &\times \left(\frac{\sin \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} + \alpha_2 \right)}{r^2} + \frac{\omega \cos \left(\omega t - \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} + \alpha_2 \right)}{r c_l^{(2)}} \right), \quad (16) \end{aligned}$$

$$\text{де } A_1 = -\frac{R_1}{\rho^{(1)}} \frac{\sigma_{us}}{\sqrt{(\omega_{01}^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma_1^2 \omega^2}},$$

$$\alpha_1 = \frac{\omega R_0}{c_l^{(1)}} - \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} + \frac{\omega R_1}{c_l^{(2)}} + \arctg \frac{2\gamma_1 \omega}{\omega^2 - \omega_{01}^2},$$

$$A_2 = -\frac{R_1}{\rho^{(2)}} \frac{\sigma_{us}}{\sqrt{(\omega_{02}^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma_2^2 \omega^2}},$$

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

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

Компоненти тензора деформації матеріалів квантової точки чи матриці:

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

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

Оскільки нас цікавить вплив акустичної хвилі на зміну частоти випромінювання гетероструктури з квантовими точками, то надалі в розрахунках братимемо до уваги тільки динамічну складову деформації. Вплив внутрішніх статичних напружень на енергетичний спектр носіїв струму гетероструктури з квантовими точками досліджено в роботі [9].

2. ВПЛИВ АКУСТОЕЛЕКТРОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ НА ДОВЖИНУ ХВИЛІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГЕТЕРОЛАЗЕРА InAs/GaAs З КТ InAs

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

$$H_{e,h}(r, \theta, \varphi, t) \Psi^{(e,h)}(r, \theta, \varphi, t) =$$

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

з гамільтоніаном

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

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

де потенціальні енергії $W^{(e,h)}(r, t)$ електрона і дірки у напруженій гетеросистемі InAs/GaAs з 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 в 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 (адиабатичне наближення). Дане наближення є коректним, якщо виконується умова

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

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 в сферичній КТ з врахуванням статичних напружень, спричинених невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів матриці та КТ, знайдено в роботі [9]. 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 $a_{c,v}^{(i)} \varepsilon^{(i)} \ll E_1^{(e,h)} - E_0^{(e,h)}$, тобто умова (19) виконується.

Представимо 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, обумовлена 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, обумовлена динамічною деформацією, з врахуванням (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 довжини хвилі випромінювання, що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки у напруженій КТ InAs, можна визначити наступним чином:

$$\Delta \lambda(t) = \frac{\lambda}{E_0} (E_{10}^{(e)}(t) + E_{10}^{(h)}(t) + \Delta E_g(t)), \quad (23)$$

де $\Delta E_g = a_c^{(1)} \varepsilon^{(1)} - a_v^{(1)} \varepsilon^{(1)}$ – зміна ширини забороненої зони матеріалу КТ під дією акустичної хвилі; E_0, λ – енергія та довжина хвилі випромінювання, що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки наногетеросистеми InAs/GaAs з напруженими КТ InAs. У формулі (23) враховано, що акустична деформація призводить 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 із 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) були використані результати роботи [8] (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 зміни довжини хвилі випромінювання гетероструктури InAs/GaAs з КТ InAs. А саме, довжина хвилі випромінювання, що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки напруженої КТ InAs змінюється з періодом акустичної хвилі. З врахуванням (20) – (23)

та у наближенні $\frac{\omega r}{c_l^{(i)}} \ll 1$ зміну довжини

хвилі рекомбінаційного випромінювання можна визначити наступним чином:

$$\Delta \lambda(t) = \Delta \lambda_0 \sin(\omega t + \theta). \quad (24)$$

На рис. 3 приведені результати числових розрахунків залежності амплітуди зміни довжини хвилі $\Delta \lambda_0$ випромінювання, що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки наногетеросистеми InAs/GaAs з напруженими КТ InAs, від частоти

акустичної хвилі. Розрахунки проводились при наступних значеннях параметрів [9, 21, 22]: $\chi_1 = 4.9 \text{ eB}$; $\chi_2 = 4.07 \text{ eB}$; $a_c^{(1)} = -5.08 \text{ eB}$; $a_c^{(2)} = -7.17 \text{ eB}$; $a_v^{(1)} = 1 \text{ eB}$; $a_v^{(2)} = 1.16 \text{ eB}$; $E_g^{(1)}(0) = 0.36 \text{ eB}$; $E_g^{(2)}(0) = 1.452 \text{ eB}$; $m_1^{(e)} = 0.057 m_0$; $m_2^{(e)} = 0.065 m_0$; $m_1^{(h)} = 0.41 m_0$; $m_2^{(h)} = 0.45 m_0$; $R_1 = 50 \text{ нм}$; $K^{(1)} = 0.58 \text{ Мбар}$; $\mu^{(1)} = 0.19 \text{ Мбар}$; $K^{(2)} = 0.79 \text{ Мбар}$; $\mu^{(2)} = 0.33 \text{ Мбар}$; $\rho^{(1)} = 5680 \text{ кг/м}^3$; $\rho^{(2)} = 5320 \text{ кг/м}^3$; $\sigma_{us} = 10 \text{ бар}$.

Як бачимо з рис. 3, залежність амплітуди зміни довжини хвилі $\Delta \lambda_0$ 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 наступним чином. 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 забороненої 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, призводить до зміни глибини потенціальної ями електрона (дірки) і відповідно до зміщення енергетичних рівнів носіїв струму. Подальше збільшення частоти акустичної хвилі призводить до зменшення деформації матеріалу матриці і відповідно до зменшення впливу першого фактору на енергію рекомбінаційного випромінювання.

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

Окрім цього, 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 зміни довжини хвилі від 1 нм до 3 нм (рис. 3). Це пояснюється тим, що КТ менших розмірів є більш чутливими до деформації. Також

зменшення розміру КТ призводить до зміщення максимумів амплітуди частотної модуляції в сторону більших частот, що пояснюється збільшенням частоти власних коливань сферичного нановключення.

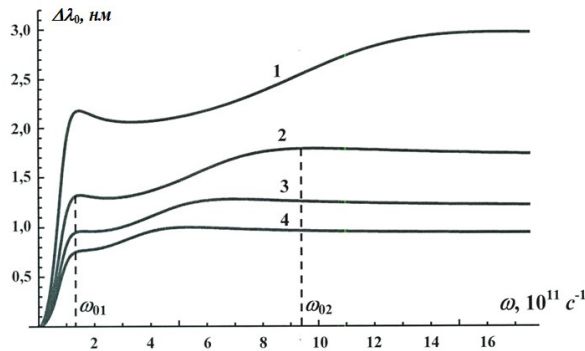


Рис. 3. Залежність амплітуди зміни довжини хвилі рекомбінаційного випромінювання, що відповідає переходу між основними станами електрона та дірки в гетероструктурі InAs/GaAs з КТ InAs від частоти акустичної хвилі при різних розмірах КТ:

- 1 - $R_0 = 3 \text{ нм}$; 2 - $R_0 = 5 \text{ нм}$;
3 - $R_0 = 7 \text{ нм}$; 4 - $R_0 = 9 \text{ нм}$

3. ВПЛИВ АКУСТООПТИЧНОЇ ВЗАЄМОДІЇ НА ДОВЖИНУ ХВИЛІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГЕТЕРОЛАЗЕРА InAs/GaAs З КТ InAs

Акустооптична взаємодія обумовлює зміну діелектричної проникності матеріалу гетеросистеми і, відповідно, зміну показника заломлення.

Діелектричну проникність $\epsilon(r, t)$ матеріалу КТ, що змінюється з часом під дією акустичної хвилі, можна представити у вигляді [20]:

$$\epsilon(r, t) = \epsilon_0 + a\epsilon(r, t), \quad (25)$$

де $a < 0$ - пружнооптична стала, ϵ_0 - діелектрична проникність однорідного матеріалу гетероструктури.

Враховуючи, що показник заломлення визначається співвідношенням $n(r, t) = \sqrt{\epsilon(r, t)}$, зміна показника заломлення під дією акустичної хвилі може бути визначена наступним чином:

$$\Delta n(t) = \sqrt{\epsilon(t)} - \sqrt{\epsilon_0} \approx \frac{a\epsilon(t)}{2\sqrt{\epsilon_0}} = \frac{a\epsilon(t)}{2n_0}, \quad (26)$$

де n_0 - показник заломлення оптичного резонатора без впливу ультразвукової хвилі.

Зміна показника заломлення приводить до зміни резонансної довжини хвилі оптичного резонатора гетеролазера на величину [1]

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta n}{n_0} \lambda. \quad (27)$$

На рис. 4 приведено залежність амплітуди зміни довжини хвилі $\Delta\lambda_0$ випромінювання, обумовленої акустооптичною взаємодією, що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки наногетеросистеми InAs/GaAs з напруженими КТ InAs, від частоти акустичної хвилі.

Як бачимо, така залежність має немонотонний характер. Положення максимумів амплітуди зміни довжини хвилі рекомбінаційного випромінювання у квантовій точці суттєво залежить від її розміру. При збільшенні радіуса квантової точки спостерігається їх зміщення у бік менших частот (рис. 4), що обумовлено зменшенням частоти власних коливань [12] атомів квантової точки. Окрім цього, збільшення радіуса квантової точки призводить до монотонного зменшення амплітуди зміни довжини хвилі рекомбінаційного випромінювання гетеролазера. Це пояснюється тим, що квантові точки менших розмірів є більш чутливими до впливу зовнішньої механічної напруги.

Теоретичні розрахунки проведені в межах даної моделі якісно співпадають з експериментальними даними, отриманими в роботах [2, 3]. 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/см^2) спостерігалась зміна довжини хвилі випромінювання на $(1 - 1,4) \text{ нм}$ [2].

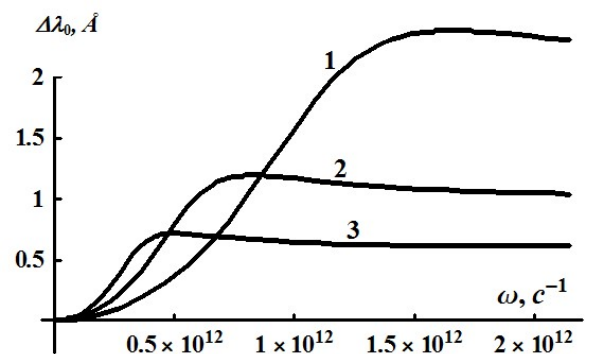


Рис. 4. Залежність амплітуди зміни довжини хвилі рекомбінаційного випромінювання, обумовленої акустооптичною взаємодією, що відповідає переходу між основними станами електрона та дірки в гетероструктурі InAs/GaAs з напруженими КТ InAs, від частоти акустичної хвилі.

з КТ InAs від частоти акустичної хвилі
при різних розмірах КТ:
1 – $R_0 = 3$ нм; 2 – $R_0 = 5$ нм;
3 – $R_0 = 7$ нм; 4 – $R_0 = 9$ нм

На рис. 5 представлено залежність амплітуди зміни довжини хвилі $\Delta\lambda_0$ випромінювання, обумовленої акустооптичною (крива 1) та акустoeлектронною взаємодією (крива 2), що відповідає рекомбінаційному переходу між основними станами електрона та дірки наногетеросистеми InAs/GaAs з напруженими КТ InAs, від частоти акустичної хвилі.

Як бачимо з рис. 5, вплив акустoeлектронної взаємодії на зміну довжини хвилі випромінювання гетеролазера є більш суттєвим, ніж акустооптичної взаємодії. Зокрема, при частоті акустичної хвилі 150 ГГц довжина хвилі гетеролазера за рахунок акустoeлектронних ефектів змінюється на 2,5 нм, а за рахунок акустооптичної взаємодії – тільки на 0,2 нм. Це пов'язано з тим, що акустoeлектронна взаємодія призводить до зміни ширини забороненої зони та положення енергетичних рівнів електрона та дірки. Зміни ширини забороненої зони та відповідно, положення енергетичних рівнів визначаються амплітудою деформації та гідростатичними сталими зони провідності (валентної зони) в матеріалах наногетеросистеми з квантовими точками. Акустооптична взаємодія призводить до зміни показника, що визначається амплітудою деформації та пружнооптичними сталими матеріалу наногетеросистеми.

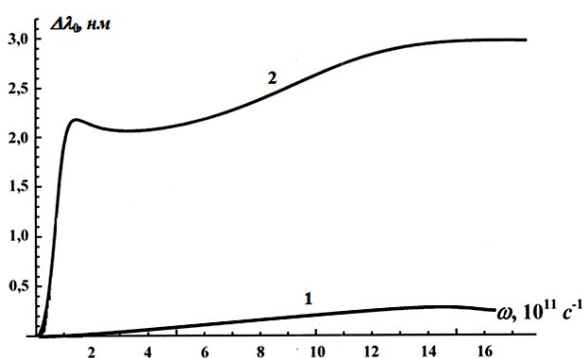


Рис. 5. Залежність зміни довжини хвилі рекомбінаційного випромінювання, обумовленої акустооптичною (1) та акустoeлектронною (2) взаємодією, що відповідає переходу між основними станами електрона та дірки в гетероструктурі InAs/GaAs з квантовими точками InAs від частоти акустичної хвилі при $R_0 = 3$ нм

ВИСНОВКИ

Досліджено вплив акустoeлектронного та акустооптичного ефектів на довжину хвилі випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з квантовими точками InAs. Встановлено, що залежність амплітуди зміни довжини хвилі рекомбінаційного випромінювання від частоти акустичної хвилі має немонотонний характер з двома максимумами, положення яких визначається геометричними розмірами гетероструктури та пружними сталими її матеріалу. Показано, що із зменшенням розміру квантової точки амплітуда зміни довжини хвилі рекомбінаційного випромінювання зростає, що пояснюється збільшенням деформації матеріалу квантової точки. Встановлено, що вплив акустoeлектронної взаємодії на зміну довжини хвилі випромінювання гетеролазера є більш суттєвим, ніж акустооптичної взаємодії. Зокрема, при частоті акустичної хвилі 150 ГГц довжина хвилі гетеролазера InAs/GaAs з квантовими точками InAs за рахунок акустoeлектронних ефектів змінюється на 2,5 нм, а за рахунок акустооптичної взаємодії – тільки на 0,2 нм.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Ledentsov N.N. Quantum dot laser / N.N Ledentsov // Semicond. Sci. Technol. – 2011. – V. 26. – P. 014001-014007.
- [2] Кулакова Л.А. Перестройка частоты излучения гетеролазера ультразвуковой волной / Л.А. Кулакова, И.С. Тарасов // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т. 78, № 2. – С. 77-81.
- [3] Кулакова Л.А. Акустоэлектронное взаимодействие в лазерных гетероструктурах InGaAsP/InP // ФТТ. – 2005. – Т. 47, № 12. – С. 2228-2231.
- [4] Цуканов А.В. Резонансные переходы электрона между полупроводниковыми квантовыми точками под воздействием лазерного излучения / А.В. Цуканов, Л.А. Опенов // ФТП. – 2004. – Т. 38, № 1. – С. 94-101.
- [5] Надточий А.М. Быстродействие вертикально-излучающих AlGaAs лазеров с активной средой на основе субмонослойных внедрений InAs / А.М. Надточий, С.А. Блохин, А. Мутиг // ФТП. – 2011. – Т. 45, № 5. – С. 688-693.
- [6] Леденцов Н.Н. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор / Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин // ФТП. – 1998. – Т. 32, № 4. – С. 385-410.

- [7] Пелещак Р.М. Энергетичний спектр електронів у тришаровій гетеросистемі із самоорганізованими дефектно-деформаційними структурами / Р.М. Пелещак, О.В. Кузик, О.О. Даньків // Український фізичний журнал. – 2012. – Т. 57, № 8. – С. 841-846.
- [8] Peleshchak R.M. Modulation of the direction of radiation emitted by an InAs/GaAs heterolaser with InAs quantum dots under the influence of acoustic wave / R.M. Peleshchak, O.O. Dan'kiv, O.V. Kuzyk // Ukr. J. Phys. – 2012. – Т. 57, № 1. – С. 68-72.
- [9] Новиков Б.В. Барические свойства квантовых точек InAs / Б.В. Новиков, Г.Г. Зегря, Р.М. Пелещак, О.О. Даньків // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Т. 42, № 9. – С. 1094-1101.
- [10] Peleshchak R.M. Temperature regimes of formation of nanometer periodic structure of adsorbed atoms in GaAs semiconductors under the action of laser irradiation / R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv // Condensed Matter Physics. – 2015. – V. 18, № 4. – P. 43801: 1-8.
- [11] Peleshchak R.M. Role of acoustoelectric interaction in the formation of nanoscale periodic structures of adsorbed atoms / R.M. Peleshchak, I.I. Lazurchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, G.G. Zegrya // Semiconductors. – 2016. – V. 50, № 3. – P. 314-319.
- [12] Ландау Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1965. – 332 с.
- [13] Peleshchak R.M. Non-linear model of impurity diffusion in nanoporous materials upon ultrasonic treatment / R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv // Condensed Matter Physics. – 2014. – V. 17, № 2. – P. 23601: 1-8.
- [14] Пелещак Р.М. Формування періодичних дефектних структур у напівпровідниках під впливом акустичної хвилі / Р.М. Пелещак, О.О. Даньків, О.В. Кузик // Журнал фізичних досліджень. – 2011. – Т. 15, № 3. – С. 3602: 1-4.
- [15] Peleshchak R.M. Effect of Bi isovalent dopants on the formation of homogeneous coherently strained InAs quantum dots in GaAs matrices / R.M. Peleshchak, S.K. Guba, O.V. Kuzyk, I.V. Kurilo, O.O. Dan'kiv // Semiconductors. – 2013. – V. 47, № 3. – P. 349-353.
- [16] Светухин В.В. Термодинамика взаимодействия примесных атомов с системой квантовых точек / В.В. Светухин, С.В. Булярский, Д.В. Санчишин // Письма в Журнал технической физики. – 2004. – Т. 30, № 6. – С. 9-15.
- [17] Пелещак Р.М. Вплив ультразвуку на формування самоорганізованих однорідних нанокластерів / Р.М. Пелещак, О.В. Кузик, О.О. Даньків // Журнал нано- та електронної фізики. – 2016. – Т. 8, № 2. – С. 02014 (6 с).
- [18] Горб А.М. Стимульований ультразвуком перенос заряду у квантових ямах GaAs/AlGaAs / А.М. Горб, А.Б. Надточій, О.І. Половина, О.О. Коротченкова // Журнал фізичних досліджень. – 2003. – Т. 7, № 3. – С. 353-356.
- [19] Ostrovski I.V. Ultrasonically stimulated low-temperature redistribution of impurities in silicon / V. Ostrovski, A.B. Nadtochiy, and A.A. Podolyan // Semiconductors. – 2002. – V. 36. – P. 367-369.
- [20] Ландау Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1965. – 204 с.
- [21] Пелещак Р.М. Вплив деформаційних ефектів на електричні властивості структури метал-напівпровідник-легований напівпровідник / Р.М. Пелещак, О.В. Кузик, О.О. Даньків // Український фізичний журнал. – 2010. – Т. 55, № 4. – С. 437-442.
- [22] Chris G. van de Walle. Band Lineups and Deformation Potentials in the Model-Solid Theory / G. Chris // Phys. Rev. B. – 1989. – V. 39, № 3. – P. 1871-1883.