

Вплив LO-фононів на спектр випромінювання багатокаскадної плівкової структури на основі $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$

Гришук Андрій Миколайович¹

¹Житомирський державний університет імені Івана Франка

При переході від інфрачервоного до терагерцового спектрального діапазону ефективність квантово каскадного лазера сильно зменшується. Причиною цього, є те, що енергія в лазерному випромінюванні порівнянна з енергією поздовжніх оптичних фононів. Взаємодія носіїв заряду з оптичними фононами в даному випадку відіграє переважну роль у процесах електронної релаксації [1]. На атомному рівні фононна взаємодія з'являється в результаті зсуву атомів щодо рівноважних положень в ідеальній решітці кристала. Це в свою чергу призводить до порушення періодичності потенціального поля, яке супроводжується локальними змінами електронних і діркових станів в нанолазері. І навпаки - локальні зміни станів заряджених квазічастинок призводить до локальних деформацій решітки, а також до зміни збудженої фононної підсистеми. Тому повне розуміння динаміки електрон-фононної взаємодії в активній області квантово-каскадного лазера є дуже важливим.

Сама електрон-фононна взаємодія існує навіть при абсолютній нульовій температурі, як наслідок присутності віртуальних фононів. Тому, щоб мати змогу керувати випромінюванням такого лазера, необхідно знати вплив усіх типів коливань, які присутні в наносистемі. Оскільки сучасні технології дозволяють будувати лазери із розмірами плівок 10-30 нм [2], то суттєвим чинником, який буде впливати на спектр електрона в такій нано-стемі будуть об'ємні LO-фонони.

В роботі проводилися теоретичні розрахунки впливу LO-фононів на спектр електрона, який знаходиться в багатосаровій наностемі $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, яка зображена на рисунку 1. Електронна і фононна задача розв'язувалася нами раніше [3,4]. Для того, щоб знайти вплив LO-фононів на спектр електрона необхідно розв'язати стаціонарне рівняння Шредінгера із гамільтоніаном:

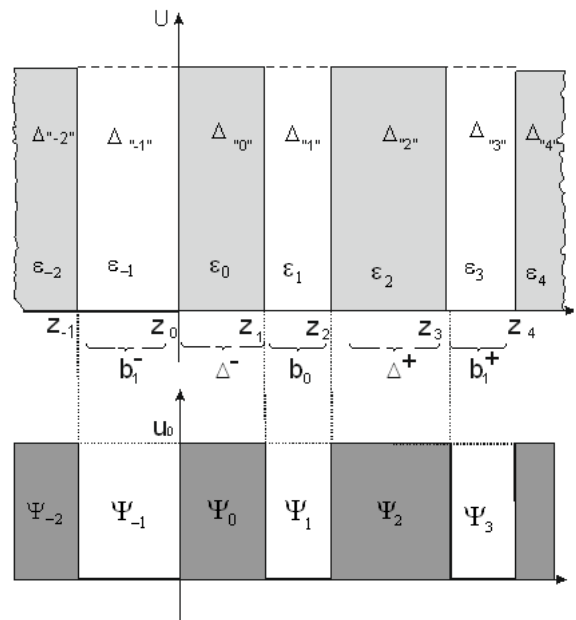


Рис. 1. Геометрична і потенціальна схема багатосарової наногетеросистеми

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_L + \hat{H}_{e-L}. \quad (1)$$

Тут \hat{H}_e – гамільтоніан невзаємодіючих електронів, \hat{H}_L – гамільтоніан фононів, \hat{H}_{e-L} – гамільтоніан взаємодії електронів з фононами.

Згідно загальної теорії [5] складові гамільтоніана (1) можна подати в представленні вторинного квантування через оператори народження та знищення:

$$\begin{aligned} \hat{H}_e &= \sum_n E_n \hat{c}_n^+ \hat{c}_n, \\ \hat{H}_L &= \sum_{q,s,i} \Omega_{Li} \left(\hat{b}_{q,s}^+ \hat{b}_{q,s} + \frac{1}{2} \right) \\ \hat{H}_{e-L} &= \sum_{\substack{n,n' \\ q,s_m}} F_{Ln}^{n'}(q,s_m) \hat{c}_n^+ \hat{c}_{n'} (\hat{b}_{q,s_m}^+ + \hat{b}_{-q,s_m}). \end{aligned} \quad (2)$$

Тут \hat{c}_n^+, \hat{c}_n – оператори народження та знищення електронів; $\hat{b}_{q,s}^+, \hat{b}_{q,s}$ – оператори народження та знищення фононів; n, n', s, s_m – квантові числа електронів і фононів; q – квазіхвильове число, яке нумерує гілку коливачь; $F_{Ln}^{n'}(q, s_m)$ – функція зв'язку електрона з фононами, яку можна представити у вигляді:

$$F_{Ln}^{n'}(q, s_m) = -\sqrt{2\pi e^2 \Omega_L} \left(\frac{1}{\varepsilon_{m\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_{0m}} \right)^{1/2} \times \frac{A_m}{q_m} I_{n,m}(z). \quad (3)$$

Тут $I_{n,m}(z)$ — інтеграл перекриття хвильових функцій електрона та потенціалів поля поляризації обмежених фононів.

Перенормований спектр шукають із рівняння Дайсона [5]:

$$G_{\mu\mu}(k, \omega) = \{\omega - E_\mu(k) - M_{\mu\mu}(k, \omega)\}^{-1}, \quad (4)$$

яке задає зв'язок між Фур'є-образом функції Гріна $G_{\mu\mu}(k, \omega)$ і масовим оператором

$M_{\mu\mu}(k, \omega)$, який в свою чергу залежить від функцій зв'язку $F_{Ln}^{n'}(q, s_m)$, енергій фононів Ω_L та енергій електронів E_n . В такому випадку перенормовану енергію електрона слід шукати за формулою:

$$\tilde{E}_n = E_n + \Delta_L, \quad (5)$$

де Δ_L - парціальний внесок в енергію електрона фононів, який знаходиться наступним чином:

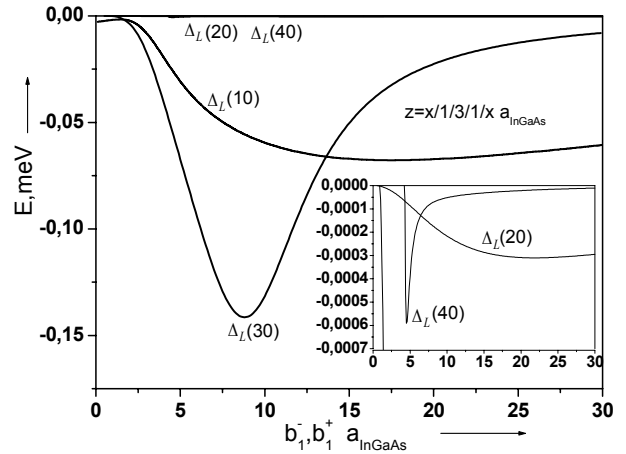


Рис. 2. Парціальні внески обмежених фононів в спектр електрона в залежності від товщини зовнішніх ям, при фіксованій товщині внутрішньої ями $b_0 = 3a_{InGaAs}$, та фіксованій товщині бар'єрів $\Delta^-, \Delta^+ = 1a_{InGaAs}$

$$\Delta_L = \text{Re}(M_{\mu\mu}(k, \omega)) \quad (6)$$

Отже, формула (6) дозволяє врахувати вплив фононів на енергію електрона, який знаходиться в квантовому каскадному лазері на тонких плівках.

Розрахунки виконувались для наносистеми $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. На рисунку 2 подана залежність парціального внеску LO-фононів від розмірів наносистеми у величину спектра електрона.

Як видно з рисунка (рис. 2), максимальний вклад дають обмежені фонони із другим збудженим рівнем електрона $\Delta_L(30)$. Це пов'язано з тим що, при даних параметрах системи перекриття хвильових функцій електрона і потенціалів поляризації обмежених фононів буде максимальним. Внески вищих порядків $\Delta_L(40)$, а також $\Delta_L(20)$ будуть незначними, оскільки перекриття хвильових функцій і потенціалів поляризації, при такій конфігурації системи — мінімальне.

Як слідує з аналізу (рис. 2) при побудові квантово-каскадного лазера необхідним є врахування впливу поляризаційних коливань. Залежно від товщини плівки, вплив фононів на величину енергетичного рівня буде різний, а це в свою чергу впливатиме на випромінювання лазера. Як виявилось, максимальний внесок буде давати не взаємодія LO-фононів з основним рівнем, а їх взаємодія з другим збудженим рівнем. Це пов'язано із особливостями перекриття хвильових функцій та їхньою взаємодією із потенціалом поляризації.

[1] *Cao J. C.* // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V.91 (23) P. 237401.

[2] *Bing Y.U.* // *Chin.phus.lett.*, 2005. V. 22(9), P.2403.

[3] *Gryshchuk A.M., Makhanets O.M., Voitsekhivska O.M.* // *Advanced optical materials.* 2006. V.9, №5. P. 1564

[4] *Грищук А.Н., Грищук В.В., Бойко И.В.* // *Физика и химия твердого тела.* Т12, №4, 2011., с. 855-858

[5] *Ткач М. В.* *Квазічастинки у наногетеросистемах, квантові точки та дроти* // Чернівці, Рута 2003, 311 с.