

Расчет спектральных характеристик квантово-каскадных лазерных структур с учетом несимметричных контуров уширения линии излучения

Д. В. Ушаков^a, В. К. Кононенко^b, И. С. Манак^a

^a Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь

^b Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
e-mail: ushakovdv@bsu.by

For the quantum cascade laser structures based on superlattices numerical calculations of gain and luminescence spectra are performed. Different asymmetric contours of the line broadening for obtaining the emission spectra are suggested. Comparison of the electroluminescence spectra with the calculated spectra of spontaneous recombination is carried out.

Keywords: квантово-каскадная сверхрешетка, усиление, люминесценция, контур уширения, гетероструктура AlInAs–GaInAs.

1. Введение

Квантово-каскадные структуры служат основой полупроводниковых излучателей и фотоприемников среднего и дальнего ИК-диапазона [1]. Они относятся к униполярным периодическим системам, в которых оптические переходы и электроперенос осуществляются через состояния в минизонах [2]. Формы полос испускания и фоточувствительности в таких структурах определяются главным образом уширением спектральных линий и их наложением.

В настоящей работе рассмотрены разнообразные несимметричные контуры уширения линий излучения в квантово-каскадных структурах на сверхрешетках и оценено их влияние на форму спектров усиления и спонтанной рекомбинации. Сравнение рассчитанных спектров испускания с наблюдаемыми спектрами электролюминесценции выполнено для гетероструктур в системе AlInAs–GaInAs.

2. Численный расчет

При проектировании квантово-каскадных лазерных структур и оптимизации их характеристик необходимо учитывать эффекты уширения линии межподзонного испускания, причем результаты моделирования существенно зависят от формы используемых функций спектрального уширения. Наиболее часто используются симметричные функции с гауссовым, лоренцевым и экспоненциальными [3] и [4] контурами уширения линии излучения.

В соответствии с экспериментальными наблюдениями контур линии спектрального уширения проявляет несимметричный характер [4–5]. Несимметричный контур получается, если предположить, что участок при $\Delta E < 0$ описывается функцией $C \cdot F_1(\Delta E)$, а при $\Delta E > 0$ – функцией $C_+ \cdot F_2(\Delta E)$. Сшивая функции в нуле $C \cdot F_1(0) = C_+ \cdot F_2(0)$ и учитывая условие нормировки $C + C_+ = 2$, можно определить коэффициенты C и C_+ . Ранее смешанная модель уширения линии испускания, в которой участок при $\Delta E < 0$ описывается лоренцианом, а при $\Delta E > 0$ – гауссианом при одинаковых параметрах уширения, предложена в работе [7].

В табл. 1 рассчитаны функциональные зависимости несимметричных LG-, LU- и LE-контуров уширения линии излучения. При этом во всех случаях полагалось, что участок при $\Delta E < 0$ описывается лоренцианом и ширина контуров уширения на полувысоте одинакова. В табл. 1 приведен также А-контур, полученный в работе [8] на

основе теории возмущений для многочастичной системы с кулоновским взаимодействием.

Табл. 1. Несимметричные контуры уширения линии излучения.

Контур уширения	сокр.	Вид функции	Параметр уширения
Лоренц–Гаусс	LG	$F_{LG}(\Delta E, \gamma_L) = \begin{cases} C_- \cdot F_L(\Delta E, \gamma_L), & \Delta E \leq 0 \\ C_+ \cdot F_G(\Delta E, \gamma_G), & \Delta E \geq 0 \end{cases}$ $C_- = \frac{2\sqrt{\pi \ln 2}}{1 + \sqrt{\pi \ln 2}}; \quad C_+ = \frac{2}{1 + \sqrt{\pi \ln 2}}$	$\gamma_G = \frac{\gamma_L}{\sqrt{\ln 2}}$
Лоренц–Унгер	LU	$F_{LU}(\Delta E, \gamma_L) = \begin{cases} C_- \cdot F_L(\Delta E, \gamma_L), & \Delta E \leq 0 \\ C_+ \cdot F_U(\Delta E, \gamma_U), & \Delta E \geq 0 \end{cases}$ $C_- = \frac{2\pi \ln(3 + 2\sqrt{2})}{4 + \pi \ln(3 + 2\sqrt{2})}; \quad C_+ = \frac{8}{4 + \pi \ln(3 + 2\sqrt{2})}$	$\gamma_G = \frac{\gamma_L}{\ln(3 + 2\sqrt{2})}$
Лоренц–Елисеев	LE	$F_{LE}(\Delta E, \gamma_L) = \begin{cases} C_- \cdot F_L(\Delta E, \gamma_L), & \Delta E \leq 0 \\ C_+ \cdot F_E(\Delta E, \gamma_E), & \Delta E \geq 0 \end{cases}$ $C_- = \frac{2 \ln(2 + \sqrt{3})}{1 + \ln(2 + \sqrt{3})}; \quad C_+ = \frac{2}{1 + \ln(2 + \sqrt{3})}$	$\gamma_E = \frac{\gamma_L}{\ln(2 + \sqrt{3})}$
Лоренц–экспонента [8]	A	$F_A(\Delta E, \gamma_A) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_A}{\gamma_A^2 + \Delta E^2} \frac{2}{1 + \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right)}$	$\gamma_A = \gamma_L$

Коэффициент усиления $g(\nu)$ на межподзонах переходах в зависимости от частоты света ν в многоуровневом приближении рассчитывался, как [9]

$$g(\nu) = \sum_n \sum_m g_{nm}(\nu) = \frac{e^2}{\hbar^3 \epsilon_0 c n_r d} \sum_n \sum_m m_{fm} |z_{nm}|^2 \times$$

$$\times \int_{E_{fm}}^{\infty} dE_f (E_i - E_f) F(h\nu - (E_i - E_f), \gamma) (f(E_i - F_n) - f(E_f - F_m)), \quad (1)$$

где $E_i = (E_f - E_{fm})(m_{fm}/m_{in}) + E_{in}$, $z_{nm} = \int \psi_n^* z \psi_m dz$ – матричный элемент дипольных переходов, F_n и F_m – квазиуровни Ферми в мини зонах n и m с энергиями E_{in} и E_{fm} и эффективными массами m_{in} и m_{fm} , d – толщина квантово-каскадной структуры, n_r – показатель преломления. Суммирование в (1) проводится по всем квантовым числам начальных n и конечных m состояний, для которых $E_{in} - E_{fm} > 0$. Расчет спектров испускания проводился с использованием универсального соотношения [9]:

$$r_{sp}(h\nu) = v_g \rho(h\nu) \sum_n \sum_m g_{nm}(\nu) \left(1 - \exp\left(\frac{(E_n - E_m) - (F_n - F_m)}{kT}\right) \right)^{-1}, \quad (2)$$

где $\rho(h\nu) = (h\nu)^2 n_r^2 / (\pi^2 c^2 \hbar^3 v_g)$ – плотность электромагнитных мод, v_g – скорость света в кристалле.

3. Обсуждение результатов

Вычисления излучательных характеристик квантово-каскадной $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}-\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ гетероструктуры проведено в различных моделях уширения линии излучения. При этом параметр уширения задавался γ_L , как для лоренцева контура линии испускания, а остальные параметры уширения находились из табл. 1. Расчет степени заполнения уровней энергии и соответствующих квазиуровней Ферми осуществлялся на основе численного решения системы балансных уравнений [10].

Результаты расчетов спектров излучения в сравнении с измеренными при температуре $T = 300$ К спектрами люминесценции [11] представлены на рис. 1. Для квантово-каскадной $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}-\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ гетероструктуры толщины слоев (в нанометрах) слева направо имеют значения: 4.4/ **1.7**/ 0.9/ **5.3**/ 1.1/ **5.2**/ 1.2/ **4.7**/ 1.3/ **4.2**/ 1.5/ **3.9**/ 1.6/ **3.4**/ 1.8/ **3.1**/ 2.1/ **2.8**/ **2.5**/ **2.7**/ 3.2/ **2.7**/ 3.6/ **2.5**. Во всей последовательности слоев квантовые ямы $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ выделены жирным, а подчеркнутые слои легированы примесями Si с концентрацией $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Оптические переходы исследуемой структуры лежат в области ≈ 8.45 мкм (150 мэВ). Как следует из рис. 1, при использовании несимметричных контуров линии уширения наилучшим образом описываются наблюдаемые экспериментальные спектры.

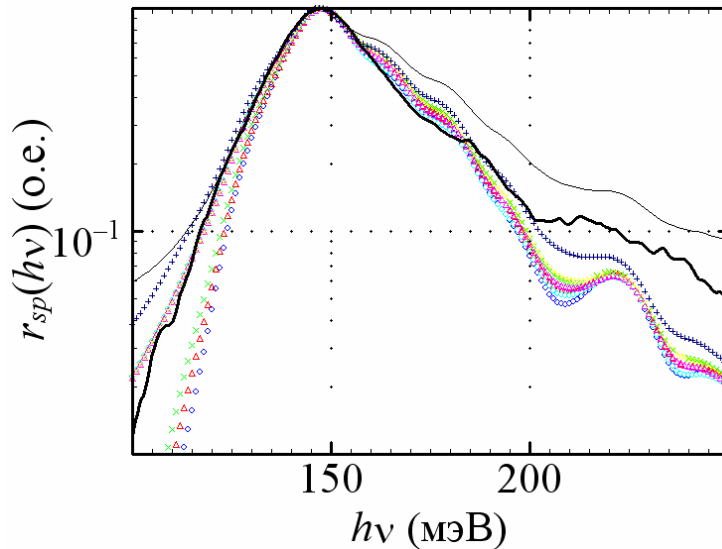


Рис. 1. Спектры электролюминесценции [11] (жирная кривая) в сравнении со спектрами спонтанного испускания квантово-каскадной сверхрешеточной структуры, рассчитанными для симметричных L - (тонкие линии) ($\nabla \nabla \nabla$), G - ($\circ \circ \circ$), экспоненциальных U - ($\Delta \Delta \Delta$) и E -контуров ($\times \times \times$), а также несимметричных LG - ($\circ \circ \circ$), LU - ($\Delta \Delta \Delta$), LE - ($\times \times \times$) и A - контуров уширения ($+++$) с параметром уширения $\gamma_L = 7$ мэВ. $E = 3.25 \cdot 10^4$ В/см.

Таким образом, в настоящей работе проведен комплексный анализ спектров спонтанного испускания и усиления квантово-каскадных структур. С учетом несимметричных контуров линии уширения получены аналитические выражения для коэффициента усиления и скорости спонтанной рекомбинации и показано хорошее соответствие численных расчетов спектров излучения экспериментальным данным.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского и Российского фондов фундаментальных исследований.

Литература

1. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Quantum cascade lasers // Science. 1994. Vol. 264. P. 553–556.
2. Казаринов Р.А., Сурис Р.А. К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешеткой // ФТП. 1972. Т. 6, № 1. С. 148–162.
3. Unger K. Reversible formulae to approximate Fermi integrals // Phys. stat. sol. (b). 1988. Vol. 149, No. 2. P. K 141–K144.
4. Елисеев П.Г., Акимова И.В. Излучение квантово-размерных структур InGaAs. II. Форм-фактор однородного уширения // ФТП. 1998. Т. 32, № 4. С. 478–483.
5. Yamanishi M., Lee Y. Phase dampings of optical dipole moments and gain spectra in semiconductor lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1987. Vol. 23, No. 4. P. 367–370.
6. Asada M. Intraband relaxation time in quantum-well lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1989. Vol. 25, No. 9. P. 2019–2026.
7. Кононенко В.К., Манак И.С., Наливко С.В., Шевцов В.А., Шуляев Д.С. Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур // ЖПС. 1997. Т. 64, № 2. С. 221–227.
8. Дрозд А.Н., Афоненко А.А. Влияние кулоновского взаимодействия электронов на форму линии межподзонного испускания в квантовых ямах // ЖПС. 2007. Т. 74, № 5. С. 642–647.
9. Ушаков Д.В., Манак И.С. Энергетические и излучательные характеристики квантово-каскадных структур на сверхрешетках // Опт. и спектр. 2008. Т. 104, № 5. С. 847–852.
10. Ушаков Д.В., Манак И.С. Двухпериодная модель расчета населенностей уровней подзон многопериодных квантово-каскадных сверхрешеточных структур // ЖПС. 2007. Т. 74, № 6. С. 801–804.
11. Wittmann A., Gresch T., Gini E., Hvozdar L., Hoyler N., Giovannini M., Faist J. Bound-to-continuum quantum-cascade lasers for broad-gain applications // IEEE J. Quantum Electron. 2008. Vol. 44, No. 1. P. 36–40.