

# Разогрев носителей заряда в квантовых ямах при оптической и токовой инжекции электронно-дырочных пар

© Л.Е. Воробьев<sup>¶</sup>, М.Я. Винниченко, Д.А. Фирсов, В.Л. Зерова, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, П. Тхумронгсилапа, В.М. Устинов\*, А.Е. Жуков<sup>+</sup>, А.П. Васильев\*, L. Shterengas<sup>†</sup>, G. Kipshidze<sup>†</sup>, T. Hosoda<sup>†</sup>, G. Belenky<sup>†</sup>

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

+ Санкт-Петербургский академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий  
Российской академии наук,  
195220 Санкт-Петербург, Россия

† Department of Electrical and Computer Engineering, State University of New York at Stony Brook,  
11794 New York, USA

(Получена 8 апреля 2010 г. Принята к печати 12 апреля 2010 г.)

Исследован разогрев носителей заряда в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при оптической межзонной накачке в режиме спонтанного излучения. Определена электронная температура как функция интенсивности накачки. Исследовано влияние электрического поля на спектр фотолюминесценции. По спектрам электролюминесценции определено изменение концентрации носителей заряда с током накачки в режимах спонтанного и стимулированного излучения в квантовых ямах InGaAsSb/InAlGaAsSb. Проведены оценки увеличения температуры горячих носителей заряда, вызывающего рост концентрации с током накачки.

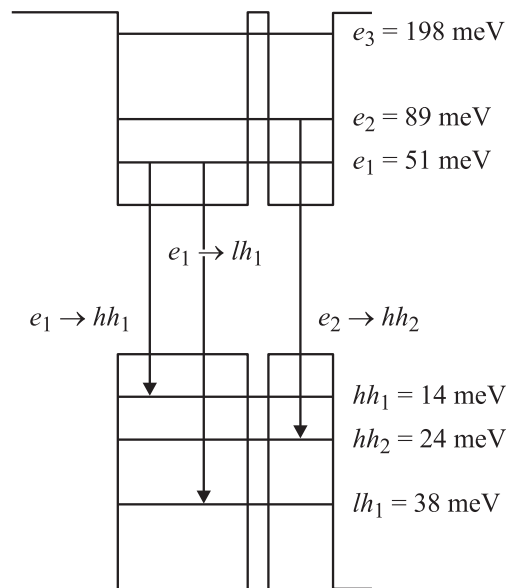
## 1. Введение

В настоящей работе исследуются процессы разогрева носителей заряда в квантовых ямах (КЯ) при оптической и токовой инжекции электронно-дырочных пар. Энергию порядка глубины КЯ инжектированные электроны и дырки передают либо решетке при эмиссии оптических фононов, либо электронам и дыркам на нижних уровнях размерного квантования. При достаточно высокой концентрации электронов или дырок в подзонах квантовых ям (поверхностная концентрация носителей заряда  $n_s > 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) второй процесс преобладает, что приводит к разогреву электронов и дырок. Разогрев носителей заряда может существенно изменить характеристики лазеров на наноструктурах с КЯ [1,2].

## 2. Разогрев носителей заряда и спектры фотолюминесценции сдвоенных квантовых ям в режиме спонтанного излучения

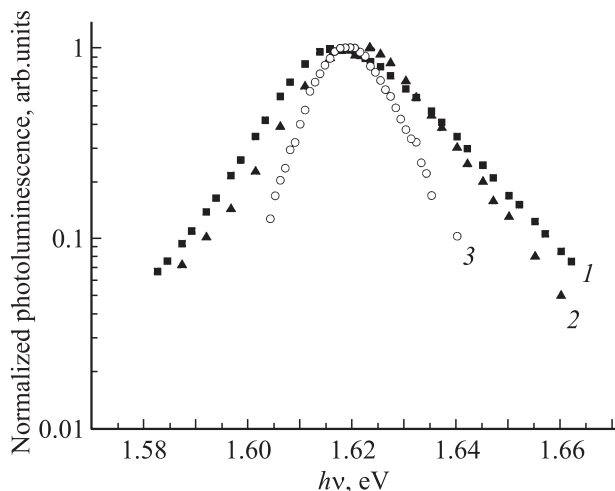
В первой части работы анализируются спектры спонтанной фотолюминесценции (ФЛ) при разных уровнях оптического возбуждения ( $J_{\text{pump}}$ ) наноструктуры со 100 парами сдвоенных туннельно-связанных КЯ GaAs/Al<sub>0.38</sub>Ga<sub>0.62</sub>As *n*-типа с равномерным легированием в обеих КЯ до уровня поверхностной концентрации электронов  $n_s = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Широкая и узкая квантовые ямы имеют ширину 6.8 и 4.8 нм соответственно, ширина туннельно-прозрачного барьера составляет 1.5 нм.

Структура и энергетический спектр носителей заряда показаны на рис. 1. Глубины КЯ для электронов и дырок составляют 276 и 208 мЭВ соответственно. Согласно расчетам, энергии уровней электронов  $e_1, e_2, e_3$ , отсчитанные от дна квантовой ямы, равны 51, 89 и 198 мЭВ, а энергии уровней дырок, отсчитанные от потолка валентной зоны,  $hh_1, hh_2, lh_1$  равны 14, 24 и 38 мЭВ.



**Рис. 1.** Зонная диаграмма одного периода туннельно-связанных квантовых ям GaAs/Al<sub>0.38</sub>Ga<sub>0.62</sub>As и основные межзонные переходы, дающие вклад в ФЛ. Энергии уровней отсчитаны от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

<sup>¶</sup> E-mail: LVor@rphf.spbstu.ru



**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции структуры GaAs/Al<sub>0.38</sub>Ga<sub>0.62</sub>As при температуре 77 К для разных интенсивностей оптической накачки: 1 —  $J_{\text{pump}} = 9 \text{ кВт/см}^2$ ,  $T_e = 173 \text{ К}$ ; 2 —  $J_{\text{pump}} = 1.41 \text{ кВт/см}^2$ ,  $T_e = 136 \text{ К}$ ; 3 —  $J_{\text{pump}} = 0.07 \text{ кВт/см}^2$ ,  $T_e = 91 \text{ К}$ .

Возбуждение электронно-дырочных пар осуществлялось излучением лазера с длиной волны 532 нм. Импульсы излучения имели форму меандра, частота составляла 900 Гц.

При комнатной температуре основной вклад в ФЛ дают переходы электронов в КЯ  $e_1 \rightarrow hh_1$ ,  $e_1 \rightarrow lh_1$ ,  $e_2 \rightarrow hh_2$ . Эти вклады можно выделить, анализируя спектр ФЛ при комнатной температуре. Поэтому определение электронной температуры по коротковолновому спаду интенсивности ФЛ как функции энергии кванта света  $h\nu$  вызывает при высокой температуре затруднение. При низкой температуре решетки и не очень высоком уровне накачки основной вклад в фотолюминесценцию дают переходы электронов  $e_1 \rightarrow hh_1$ , что позволяет определить температуру носителей заряда  $T_e$  по коротковолновому спаду спектральной зависимости интенсивности ФЛ. Отметим, что такой метод определения температуры горячих электронов ранее был использован в работах J. Shah и др. (см., например, [3]). Спектры ФЛ при температуре  $T = 77 \text{ К}$  и разных уровнях оптической накачки, приведенные к одной величине в области максимума зависимости интенсивности ФЛ от энергии фотона  $h\nu$ , представлены на рис. 2. Анализ коротковолнового участка спектра ФЛ позволил найти температуру горячих носителей заряда в зависимости от уровня возбуждения  $J_{\text{pump}}$  (рис. 3, точки).

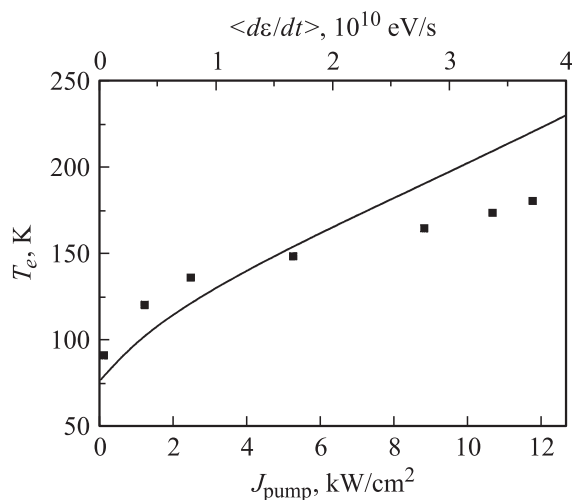
Зависимость  $T_e(J_{\text{pump}})$  носит нелинейный характер, что связано с разной зависимостью скорости набора энергии на один носитель заряда  $\langle d\varepsilon/dt \rangle$  от уровня возбуждения в области слабых уровней накачки, когда концентрация неравновесных электронов (и дырок)  $\Delta n_s$  много меньше  $n_s$ , и в области высоких уровней накачки, когда  $\Delta n_s \gg n_s$ . Предполагая, что время жизни

носителей составляет  $\sim 10^{-9}$  с для интенсивности накачки  $J_{\text{pump}} = 3 \text{ кВт/см}^2$ , получим оценку концентрации неравновесных носителей заряда  $\Delta n_s = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Расчет зависимости  $T_e(J_{\text{pump}})$  из скоростных уравнений для концентрации носителей заряда и баланса мощности дал хорошее согласие с экспериментом (рис. 3).

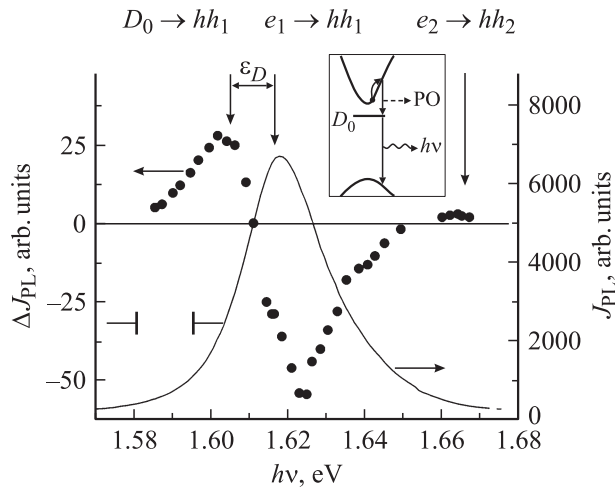
Уширение и смещение спектра ФЛ в длинноволновой области с ростом интенсивности накачки, возможно, связано с  $e-e$ - и  $e-h$ -взаимодействием и процессами типа оже-процессов, а также появлением объемного заряда, обусловленного тем, что КЯ легированы равномерно, а электроны находятся в основном в широкой яме.

Таким образом, настоящее исследование показывает особенности разогрева носителей заряда в легированных и нелегированных структурах с квантовыми ямами. Первый случай соответствует условию  $\Delta n_s \ll n_s$  (умеренные уровни оптической накачки) и характеризуется активным разогревом носителей заряда с ростом уровня накачки. Второй отвечает условию  $\Delta n_s \gg n_s$ , и в этом случае носители заряда должны слабо разогреваться при увеличении интенсивности накачки.

Спектр ФЛ должен меняться в латеральном электрическом поле из-за дополнительного разогрева носителей заряда — как электронов, так и дырок. Очевидно, что интенсивность ФЛ для переходов  $e_1 \rightarrow hh_1$  должна уменьшиться из-за уменьшения с ростом температуры числа горячих электронов на уровне  $e_1$  и дырок на уровне  $hh_1$ . Интенсивность ФЛ ( $J_{\text{PL}}$ ) для переходов  $e_2 \rightarrow hh_2$  должна возрасти из-за роста числа носителей заряда на уровнях  $e_2$  и  $hh_2$ . Такие изменения были обнаружены при исследовании спектров ФЛ в сильных электрических полях. Для одного из значений поля они показаны на рис. 4 (точки). Однако помимо этого был обнаружен рост интенсивности ФЛ в длинноволновой



**Рис. 3.** Зависимость электронной температуры  $T_e$  от интенсивности накачки  $J_{\text{pump}}$ , определенная из спектров ФЛ (точки) и рассчитанная зависимость электронной температуры от скорости рассеяния энергии на оптических фононах (сплошная линия).



**Рис. 4.** Спектры модуляции ФЛ в электрическом поле  $750 \text{ В/см}^2$  при температуре  $77 \text{ К}$  (точки). Спектральное разрешение  $17 \text{ мэВ}$ . Линия — спектр ФЛ структуры в отсутствие поля при интенсивности оптической накачки  $J_{\text{pump}} = 9 \text{ кВт/см}^2$ . На вставке — процесс захвата электронов на основное состояние донора в электрическом поле при низкотемпературном рассеянии на оптических фононах.

области спектра. Возможное объяснение этому явлению состоит в подключении переходов нейтральный донор ( $D_0$ )  $\rightarrow$  уровень дырок  $hh_1$ . В пользу такого предположения говорит тот факт, что полоса положительного изменения ФЛ ( $\Delta J_{\text{PL}}$ ) отстоит по энергии от полосы ФЛ для переходов  $e_1 \rightarrow hh_1$  примерно на энергию ионизации доноров ( $\varepsilon_D$ ) в КЯ с указанными параметрами. Вероятно, электроны попадают на донор после эмиссии оптических фононов горячими электронами в подзоне  $e_1$ , затем происходит их излучательная рекомбинация с дырками.

### 3. Разогрев и концентрация носителей заряда в Sb-содержащих квантовых ямах в режимах спонтанного и стимулированного излучения при токовой накачке

Во второй части работы исследовались спектры и интенсивность спонтанной электролюминесценции (ЭЛ) из лазерных наноструктур с КЯ  $\text{InGaAsSb/InAlGaAsSb}$  в режиме генерации излучения для разных уровней токовой накачки  $I$ . Интегральная интенсивность спонтанной ЭЛ в режиме генерации излучения дает информацию о концентрации носителей заряда в зависимости от уровня токовой инжекции. Спонтанное излучение наблюдалось в направлении, перпендикулярном плоскости структуры, из узкого паза шириной  $10 \text{ мкм}$ , вытравленного в структуре при ширине полоска  $100 \text{ мкм}$  и его длине  $1 \text{ мм}$ . Интегральная интенсивность ЭЛ находилась как результат интегрирования спектральной зависимости ЭЛ  $J(h\nu)$ . Таким образом исключался вклад в ЭЛ рассеянного

стимулированного излучения. Зависимость интегральной интенсивности  $J_{\text{int}}$  от тока показана на рис. 5.

Как видно, после начала генерации концентрация электронов при токах выше порогового,  $I > I_{\text{thr}}$  не стабилизируется, а растет с ростом тока. Возможной причиной роста концентрации носителей заряда с ростом тока в режиме генерации излучения является разогрев носителей заряда при инжекции электронно-дырочных пар. Рассмотрим это явление подробнее.

Коэффициент усиления излучения есть

$$\alpha = \alpha_0(h\nu)(f_e + f_h - 1), \quad (1)$$

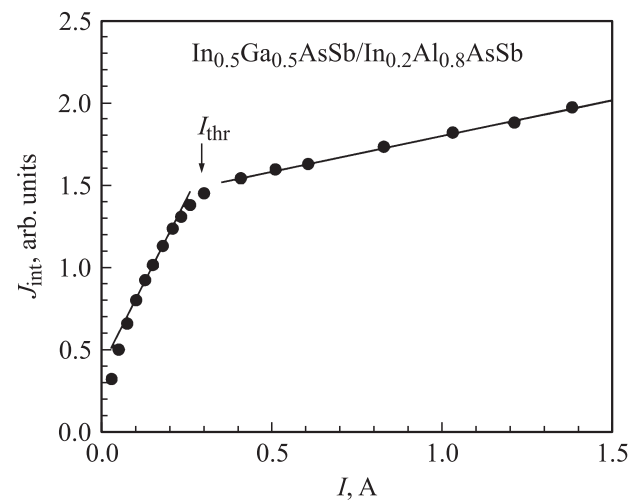
где  $\alpha_0$  — коэффициент поглощения для случая незаполненных подзон электронов и дырок,  $f_e$  и  $f_h$  — функции распределения горячих электронов и дырок по энергиям в подзонах с температурой  $T_e$ . Для генерации излучения необходимо, чтобы коэффициент усиления был равен коэффициенту потерь. Если происходит разогрев носителей заряда, то  $f_e$  и  $f_h$  уменьшаются. Чтобы генерация не сорвалась, необходимо увеличивать  $f_e$  и  $f_h$ , увеличивая концентрацию носителей заряда, т.е. должно быть выполнено условие

$$d\alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial T_e} dT_e + \frac{\partial \alpha}{\partial n_s} dn_s = 0. \quad (2)$$

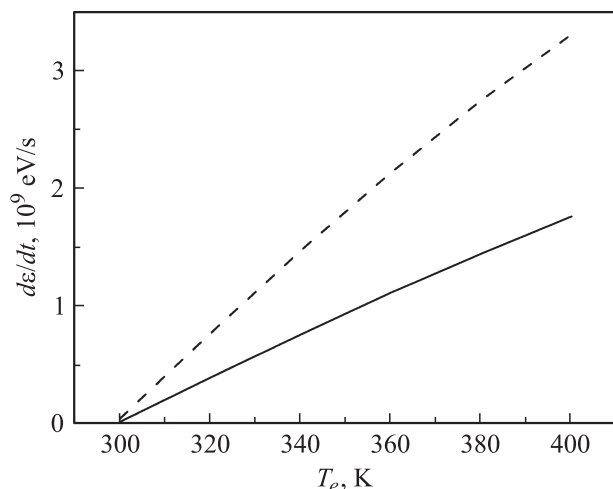
Здесь мы предположили, что с ростом тока потери не меняются. Температуру горячих носителей заряда можно оценить с помощью уравнения баланса

$$\frac{j(\Delta\varepsilon_e + \Delta\varepsilon_h)}{2en_s} = \frac{d\varepsilon_e}{dt}(T_e, n_s, \tau_{\text{PO}}) + \frac{d\varepsilon_h}{dt}(T_e, n_s, \tau_{\text{PO}}), \quad (3)$$

где  $\Delta\varepsilon_e, \Delta\varepsilon_h$  — энергии электронов и дырок, которые они теряют, попадая из барьера на дно подзон  $e_1$  и  $hh_1$ ,  $n_s$  — поверхностная концентрация электронов



**Рис. 5.** Зависимость интенсивности интегральной электролюминесценции из квантовой ямы  $\text{InGaAsSb/InAlGaAsSb}$  от уровня токовой накачки в режимах спонтанного ( $I < I_{\text{thr}}$ ) и стимулированного ( $I > I_{\text{thr}}$ , длина волны  $3 \text{ мкм}$ ) излучения при комнатной температуре в непрерывном режиме.



**Рис. 6.** Суммарная скорость рассеяния энергии электронами и дырками ( $d\epsilon/dt$ ) в зависимости от температуры горячих носителей заряда при времени жизни продольных оптических фононов  $\tau_{PO} = 2$  пс (сплошная линия) и в отсутствие накопления оптических фононов  $\tau_{PO} = 0$  (штриховая). Концентрация электронов  $2 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ .

и дырок,  $j$  — плотность тока,  $\tau_{PO}$  — время жизни полярных продольных оптических (ПО) фононов. Здесь левая часть уравнения определяет поток энергии на один носитель заряда, поставляемый электронами и дырками, падающими из барьера в подзону при  $e-e$  и  $e-h$ -столкновениях, а правая часть — скорость рассеяния энергии горячими электронами и дырками на один носитель заряда с учетом накопления продольных полярных оптических фононов. Накопление фононов зависит от времени жизни ПО-фононов и поверхностной концентрации носителей заряда  $n_s$ . Схема вычислений  $d\epsilon_e/dt$  с учетом накопления ПО-фононов приведена в работе [4]. Результаты расчета представлены на рис. 6.

Используя (3), можно найти, что для  $I = 1.5$  А температура  $T_e$  составляет 400 К с учетом накопления ПО-фононов при  $\tau_{PO} = 2$  пс и  $n_s = 10^{12}$  см $^{-2}$ , а в случае отсутствия накопления фононов ( $\tau_{PO} \approx 0$ )  $T_e = 350$  К. Из уравнения (2), используя данные, представленные на рис. 5, можно оценить, что  $\Delta T_e = 50$  К, т.е.  $T_e = 350$  К.

Итак, расчет согласно уравнению (3) с учетом накопления фононов дает более высокое значение  $T_e$ , чем это следует из данных рис. 5, а без учета накопления фононов согласие можно считать хорошим. Можно предположить, что накопление фононов в этих структурах с барьером из пятикомпонентного твердого раствора несущественно, т.е.  $\tau_{PO} \approx 0$  из-за влияния интерфейсов. Другое возможное объяснение — дополнительные потери энергии горячими носителями заряда при взаимодействии с интерфейсными фононами, которые не учтены в правой части уравнения (3). Наконец, еще один фактор связан с тем, что число попадающих в квантовую яму в единицу времени носителей заряда меньше, чем число инжектированных в волновод носителей заряда,

из-за потерь носителей заряда при их рекомбинации в волноводе.

Работа поддержана грантами РФФИ, Министерства образования и науки РФ, Комитета по науке и высшей школе СПб, а также АВЦП Рособразования „Развитие научного потенциала высшей школы“ и ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“.

## Список литературы

- [1] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, R.A. Suris, G.G. Zegrya, B.B. Elenkrig, S. Smetona, J.G. Simmons, Pey-Kee Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **14** (12), 1069 (1999).
- [2] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.-K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **15** (12), 1131 (2000).
- [3] J. Shah. In: *Spectroscopy of nonequilibrium electrons and phonons*, ed. by C.V. Shank, B.P. Zakharchenya (Elsevier, Amsterdam–London–N.Y.–Tokyo) ch. 2.
- [4] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Л. Зерова, Д.А. Фирсов. *ФТП*, **37** (5), 604 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

## Charge carrier heating in quantum wells under optical and current injection of electron–hole pairs

L.E. Vorobjev, M.Ya. Vinnichenko, D.A. Firsov, V.L. Zerova, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, P. Thumrongsilapa, V.M. Ustinov\*, A.E. Zhukov<sup>+</sup>, A.P. Vasiljev\*, L. Shterengas<sup>†</sup>, G. Kipshidze<sup>†</sup>, T. Hosoda<sup>†</sup>, G. Belenky<sup>†</sup>

St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

\* Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

+ Academic Physicotechnical University,  
Russian Academy of Sciences,  
195220 St. Petersburg, Russia

† Department of Electrical and Computer Engineering,  
State University of New York at Stony Brook,  
11794 New York, USA

**Abstract** Charge carrier heating in GaAs/AlGaAs quantum wells under optical pumping in the regime of spontaneous emission has been studied. The electron temperature has been determined as a function of pump intensity. The influence of electric field on photoluminescence spectra has been investigated. The change of carrier concentration with current has been found from the analyses of electroluminescence spectra in the regimes of spontaneous and stimulated emission in InGaAsSb/InAlGaAsSb quantum wells. Increase of the hot carrier temperature causing carrier concentration increasing with pumping current has been evaluated.