Письма в ЖЭТФ, том 100, вып. 3, с. 175 – 180

Эмиссия фотовозбужденных носителей из квантовых точек InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией

Н. С. Волкова[1)], *А. П. Горшков, Д. О. Филатов*[+], *Д. С. Абрамкин*[*]

Нижегородский государственный университет им. Лобачевского, 603950 Н.Новгород, Россия

[+]*Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Лобачевского, 603950 Н.Новгород, Россия*

[*]*Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 19 июня 2014 г.

Предложена модель процесса эмиссии фотовозбужденных электронов и дырок из массива квантовых точек InAs в матрицу GaAs. Для эффективности эмиссии получено аналитическое выражение, учитывающее термическую эмиссию носителей в матрицу GaAs и в 2D-состояния смачивающего слоя InAs, туннельную и термоактивированную туннельную эмиссию, а также электронный обмен между уровнями размерного квантования в зоне проводимости InAs. Экспериментально исследованы температурные зависимости фоточувствительности в области основного и первого возбужденного оптических переходов в квантовых точках InAs/GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии. Определен ряд параметров квантовых точек, при которых наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных и результатов теоретического расчета.

DOI: 10.7868/S0370274X1415003X

Введение. В современной микро- и наноэлектронике важное место занимают полупроводниковые квантоворазмерные структуры на основе соединений InAs и GaAs. Благодаря прямозонности этих материалов и, как следствие, высокому коэффициенту поглощения и эффективной излучательной рекомбинации в них такие структуры используются в качестве активных областей приборов оптоэлектроники: лазеров [1–3], светодиодов [4], фотоприемников [5, 6], оптических модуляторов [7] и т.д. Эффективность работы и основные характеристики этих приборов определяются не только энергетическим спектром квантоворазмерных объектов, но и динамикой электронных процессов в них. Традиционно для изучения временных характеристик процессов захвата, эмиссии и рекомбинации носителей в структурах с квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs используются измерения кинетики фотолюминесценции [8] и нестационарная спектроскопия глубоких уровней [9]. Для изучения одного из этих процессов – эмиссии фотовозбужденных электронов и дырок с уровней размерного квантования в матрицу полупроводника – наиболее подходящим является метод фотоэлектрической спектроскопии [10, 11].

Закономерности процесса эмиссии носителей из КТ InAs/GaAs исследовались в основном на структурах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [11–15]. Результаты этих немногочисленных работ носят противоречивый характер. В [12, 14] показано, что фоточувствительность и ее температурная зависимость определяются эмиссией электронов из КТ, а в [13] – эмиссией дырок. Большинство авторов считает, что основным механизмом эмиссии носителей из КТ является термоактивированная туннельная эмиссия через промежуточное состояние. Однако этим промежуточным состоянием могут служить возбужденное состояние в КТ [11, 12, 14], уровень смачивающего слоя [13] либо, как показано в [15] методом адмиттанс-спектроскопии, виртуальное состояние. Таким образом не существует единого мнения о том, как осуществляется эмиссия носителей заряда из КТ в матрицу. Также отметим, что для структур с КТ InAs/GaAs, полученных методом газофазной эпитаксии (ГФЭ) при атмосферном давлении, вопросы, касающиеся эмиссии и связанных с ней электронных параметров КТ, практически не исследованы. Поскольку способ и условия выращивания сильно влияют на свойства квантоворазмерных структур, результаты, полученные на структурах, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией, нельзя автоматически переносить на структуры, вы-

[1)]e-mail: volkovans88@mail.ru

ращенные ГФЭ, в частности потому, что метод ГФЭ позволяет получать КТ с более низкой энергией основного перехода (≈ 0.9 эВ) и, следовательно, с более высокими эмиссионными барьерами.

В данной работе развита теория квантовой эффективности эмиссии неравновесных носителей из КТ InAs в матрицу GaAs. Проведены экспериментальные исследования температурной зависимости фототока от КТ InAs/GaAs, выращенных ГФЭ из металлоорганических соединений (МОС) при атмосферном давлении.

Теоретическая модель. Расчет эффективности эмиссии неравновесных носителей из КТ InAs/GaAs проводился с учетом двух электронных уровней (E_{e0} и E_{e1} с возможностью обмена носителями между ними) и одного дырочного (E_{hh0}). Рассматривались следующие механизмы эмиссии с каждого из них: термическая эмиссия в матрицу GaAs [11–13], термическая эмиссия в 2D-состояния смачивающего слоя InAs [16], туннельная эмиссия в матрицу [12, 13], термоактивированная туннельная эмиссия в матрицу через виртуальные состояния с участием продольных оптических фононов [17].

На рис. 1 показаны все возможные состояния КТ при низком уровне оптического возбуждения, при

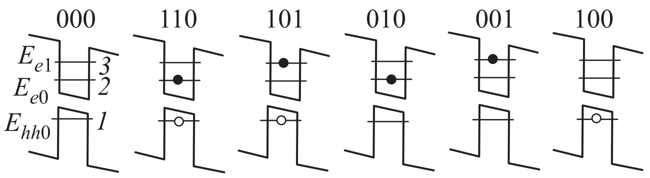

Рис. 1. Возможные состояния КТ при низком уровне оптического возбуждения

котором можно пренебречь образованием биэкситонов. В случае, когда число КТ, находящихся в состояниях n_{110}, n_{101}, n_{010}, n_{001}, n_{100}, много меньше общего числа КТ $N_{\rm QD}$, а $n_{000} \approx N_{\rm QD}$, скорости изменения числа КТ в каждом из этих состояний при фотовозбуждении в области основного оптического перехода описываются следующими уравнениями:

$$\frac{dn_{110}}{dt} = G + n_{101}\frac{1}{\tau_{32}} - n_{110}\left(\frac{1}{\tau_{\rm rec}} + \frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{\rm 1esc}} + \frac{1}{\tau_{\rm 2esc}}\right), \tag{1}$$

$$\frac{dn_{101}}{dt} = n_{110}\frac{1}{\tau_{23}} - n_{101}\left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{\rm 1esc}} + \frac{1}{\tau_{\rm 3esc}}\right), \tag{2}$$

$$\frac{dn_{010}}{dt} = n_{110}\frac{1}{\tau_{\rm 1esc}} + n_{001}\frac{1}{\tau_{32}} - n_{010}\left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{\rm 2esc}}\right), \tag{3}$$

$$\frac{dn_{001}}{dt} = n_{010}\frac{1}{\tau_{23}} + n_{101}\frac{1}{\tau_{\rm 1esc}} - n_{001}\left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{\rm 3esc}}\right), \tag{4}$$

$$\frac{dn_{100}}{dt} = n_{110}\frac{1}{\tau_{\rm 2esc}} + n_{101}\frac{1}{\tau_{\rm 3esc}} - n_{100}\frac{1}{\tau_{\rm 1esc}}, \tag{5}$$

где G – скорость фотогенерации электронно-дырочных пар в КТ (при фотогенерации в области возбужденного перехода G переходит из уравнения (1) в (2), τ_{32} – время межуровневой релаксации электронов, τ_{23} – время перехода электрона из основного в возбужденное состояние, $\tau_{\rm rec}$ – результирующее рекомбинационное время жизни электронно-дырочных пар, находящихся в основном состоянии, $\tau_{\rm 1esc}$, $\tau_{\rm 2esc}$, $\tau_{\rm 3esc}$ – результирующие эмиссионные времена жизни носителей, находящихся на уровнях E_{hh0}, E_{e0} и E_{e1}.

Время $\tau_{\rm 2esc}$ определяется по формуле

$$\frac{1}{\tau_{\rm 2esc}} = \frac{1}{\tau_{e0}^{\rm term}} + \frac{1}{\tau_{e0}^{\rm term\to WL}} + \frac{1}{\tau_{e0}^{\rm tun}} + \frac{1}{\tau_{e0}^{\rm tp}}, \tag{6}$$

где $\tau_{e0}^{\rm term}$, $\tau_{e0}^{\rm term\to WL}$, $\tau_{e0}^{\rm tun}$, $\tau_{e0}^{\rm tp}$ – времена жизни электронов по отношению к термической надбарьерной эмиссии в матрицу, термической эмиссии в 2D-состояния смачивающего слоя, чисто туннельной эмиссии и термоактивированной туннельной эмиссии в матрицу через виртуальные состояния соответственно. Времена $\tau_{\rm 1esc}$ и $\tau_{\rm 3esc}$ вычислялись аналогичным образом.

Времена в (6) описываются следующими выражениями [18, 19]:

$$\frac{1}{\tau_{e0}^{\rm term}} = 4\sqrt{6\pi^3}\frac{k_{\rm B}^2}{h^3}M_c m_e \frac{g_0}{g_1}T^2\sigma_n \exp\left(-\frac{E_b}{k_{\rm B}T}\right), \tag{7}$$

$$\frac{1}{\tau_{e0}^{\rm term\to WL}} = \frac{\sqrt{2m_e^{\rm WL}k_{\rm B}^3}}{\pi\hbar^2}M_c\frac{g_0}{g_1}T^{3/2}\sqrt{\sigma_n}\exp\left(-\frac{E_b - E_{e0}^{\rm WL}}{k_{\rm B}T}\right), \tag{8}$$

$$\frac{1}{\tau_{e0}^{\rm tun}} = \frac{eE}{4\sqrt{2m_e E_b}}\exp\left[-\frac{4\sqrt{2m_e}E_b^{3/2}}{2e\hbar F}\right] \tag{9}$$

(где M_c – число минимумов зоны проводимости, m_e, $m_e^{\rm WL}$ – эффективная масса электронов в материале матрицы GaAs и в смачивающем слое InAs, g_0 (g_1) – вырождение пустого (заполненного) энергетического уровня, σ_n – сечение захвата электронов КТ, E_b – высота потенциального барьера в КТ, F – напряженность электрического поля в окрестности КТ, $E_{e0}^{\rm WL}$ – дно нижней электронной подзоны в смачивающем слое),

$$\frac{1}{\tau_{e0}^{\rm tp}} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty}\frac{W_m}{\tau_{e0}^{\rm tun}(E_b + m\hbar\omega)} \tag{10}$$

(где m – число LO-фононов, вовлеченных в процесс эмиссии, W_m – статистический вес для фононной моды m, $\hbar\omega$ – энергия фонона). Статистический вес m-й моды может быть найден из выражения [20]

$$W_m = \exp\left(\frac{m\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T} - S_\mathrm{HR}\coth\frac{\hbar\omega}{2k_\mathrm{B}T}\right)\times$$
$$\times I_m\left[\frac{S_\mathrm{HR}}{\sinh(\hbar\omega/2k_\mathrm{B}T)}\right], \qquad (11)$$

где S_HR – параметр Хуанга–Риса [21, 22], I_m – модифицированная функция Бесселя порядка m.

В выражениях (7), (9) учитывается снижение высоты барьера E_b в электрическом поле F на величину [11]

$$\Delta E = eF\frac{L}{2} \qquad (12)$$

где L – эффективная высота КТ.

Времена τ_{23} и τ_{32} с учетом того, что уровни E_{e0} и E_{e1} двукратно и четырехкратно вырождены, оказываются связанными соотношением

$$\tau_{23} = \frac{1}{2}\tau_{32}\exp\frac{\Delta E_{10}}{k_\mathrm{B}T}, \qquad (13)$$

где ΔE_{10} – расстояние между уровнями размерного квантования электронов.

В стационарном случае производные по времени в уравнениях (1)–(5) равны нулю. Тогда для эффективности эмиссии, определяемой как

$$\eta = \frac{1}{G}\left(\frac{n_{010}}{\tau_{2\mathrm{esc}}} + \frac{n_{001}}{\tau_{3\mathrm{esc}}} + \frac{n_{100}}{\tau_{1\mathrm{esc}}}\right), \qquad (14)$$

могут быть получены следующие аналитические выражения:

$$\eta = \left[\frac{1}{\tau_{1\mathrm{esc}}^2} + \frac{1}{\tau_{23}}\frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_{2\mathrm{esc}}}\left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{\tau_{1\mathrm{esc}}}\left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{2\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}}\right)\right] \Big/ \left[\frac{1}{\tau_{1\mathrm{esc}}^2} + \right.$$
$$+ \frac{1}{\tau_{23}}\frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_{2\mathrm{esc}}}\left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}}\right) +$$
$$+ \frac{1}{\tau_{1\mathrm{esc}}}\left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{2\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_\mathrm{rec}}\right) +$$
$$\left. + \frac{1}{\tau_{32}}\frac{1}{\tau_\mathrm{rec}} + \frac{1}{\tau_\mathrm{rec}}\frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}}\right] \qquad (15)$$

при фотогенерации в области основного перехода и

$$\eta = \left[\frac{1}{\tau_{1\mathrm{esc}}^2} + \frac{1}{\tau_{2\mathrm{esc}}}\left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}}\right) + \frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}}\left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_\mathrm{rec}}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{\tau_{1\mathrm{esc}}}\left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{2\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_\mathrm{rec}}\right)\right] \Big/ \left[\frac{1}{\tau_{1\mathrm{esc}}^2} + \right.$$
$$+ \frac{1}{\tau_{23}}\frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_{2\mathrm{esc}}}\left(\frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}}\right) +$$
$$+ \frac{1}{\tau_{1\mathrm{esc}}}\left(\frac{1}{\tau_{23}} + \frac{1}{\tau_{2\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_{32}} + \frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}} + \frac{1}{\tau_\mathrm{rec}}\right) +$$
$$\left. + \frac{1}{\tau_{32}}\frac{1}{\tau_\mathrm{rec}} + \frac{1}{\tau_\mathrm{rec}}\frac{1}{\tau_{3\mathrm{esc}}}\right] \qquad (16)$$

при фотогенерации в области первого возбужденного состояния.

Методика эксперимента. Структура с КТ InAs/GaAs выращивалась на поверхности (100) полуизолирующей подложки s-GaAs методом ГФЭ МОС при атмосферном давлении водорода (газаносителя паров МОС). Буферный слой n-GaAs толщиной ≈ 0.8 мкм с концентрацией электронов $\approx 3.1 \times 10^{16}\,\text{см}^{-3}$ выращивался при температуре 650 °C. Затем при температуре 520 °C выращивался слой КТ InAs номинальной толщины около 5 монослоев с лазерным легированием слоя примесью-сурфактантом висмутом [23], что позволяло получать более однородные по размеру КТ. Слой КТ заращивался покровным слоем GaAs толщиной 20 нм.

Напряженность электрического поля в слое КТ рассчитывалась по стандартной теории барьера Шоттки. Она составила $F = 70$ кВ/см при высоте поверхностного барьера 0.7 В.

Энергетический спектр структуры с КТ изучался методом спектроскопии фототока в барьере Шоттки в диапазоне температур 77–300 K. Для создания барьера Шоттки на поверхность структуры методом термического испарения в вакууме при температуре 100 °C наносился полупрозрачный выпрямляющий золотой контакт площадью $\sim 1\,\text{мм}^2$. Омический контакт к буферному слою создавался электроискровым вжиганием оловянной фольги. Исследования выполнялись на оборудовании НОЦ ФТНС ННГУ. Источником монохроматического излучения служил решеточный монохроматор Acton SpectraPro-500i. Детектирование переменного электрического сигнала на частоте 130 Гц осуществлялось по стандартной lock-in методике с применением селективного усилителя Stanford Research Systems 810. При построении фотоэлектрических спектров строилась спектральная зависимость относительной фоточувствительности $S_\mathrm{ph}(h\nu) = I_\mathrm{ph}(h\nu)/L(h\nu)$, где $I_\mathrm{ph}(h\nu)$ – фототок, $L(h\nu)$ – интенсивность освещения (в произвольных единицах).

В эксперименте использовалось монохроматическое излучение с интенсивностью $I_0 \sim 10^{16}$ квант/см$^2\cdot$с. Коэффициент поглощения слоя КТ $\alpha \sim 10^{-4}$ [24]. Результирующее время жизни электронов в КТ при условии, что их эмиссия происходит быстрее эмиссии дырок, не может превышать $\tau_{\rm rec} \sim 1$ нс [25–27]. С учетом этого можно показать, что стационарное число КТ, в которых находятся фотовозбужденные электроны, не превышает $\alpha I_0 \tau_{\rm rec} = 10^3\,\text{см}^{-2}$. Это существенно меньше общего числа КТ $N_{\rm QD} \sim 10^{10}\,\text{см}^{-2}$. Таким образом, вероятность повторного поглощения фотона КТ, в которой уже находится неравновесная электронно-дырочная пара, крайне мала, т.е. образованием биэкситонов действительно можно пренебречь. Следовательно, теоретическая модель адекватна данным экспериментальным условиям.

Экспериментальные результаты и обсуждение. Общий спектр фоточувствительности структуры с КТ при 300 К приведен на вставке к рис. 2. Пики при энергиях 0.93 и 1.02 эВ (E_0 и E_1) связаны

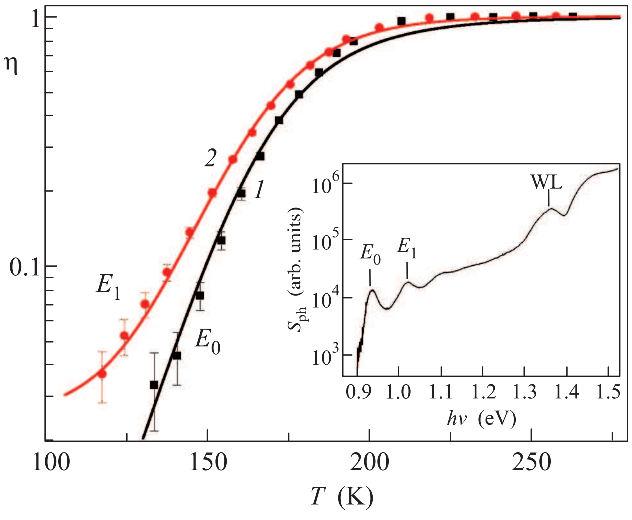

Рис. 2. Температурные зависимости фоточувствительности в области основного (E_0; *1*) и первого возбужденного (E_1; *2*) переходов в КТ InAs/GaAs. Сплошные кривые – теоретический расчет, точки – экспериментальные значения, полученные из фотоэлектрических спектров. На вставке – спектр фоточувствительности $S_{\rm ph}$ структуры при 300 К

с оптическими переходами в КТ между основными и первыми возбужденными состояниями электрона и дырки. Особенность при 1.36 эВ принадлежит смачивающему слою InAs (WL).

Экспериментальные температурные зависимости величины фоточувствительности в области основного и первого возбужденного переходов в КТ показаны на рис. 2 точками. При низких температурах фоточувствительность от КТ не наблюдается, поскольку практически все фотовозбужденные носители успевают рекомбинировать до эмиссии. Рост температуры приводит к увеличению фоточувствительности в связи с возрастанием вклада термических компонент эмиссии. При температурах выше 220 К фоточувствительность выходит на насыщение. Это означает, что значение квантовой эффективности эмиссии электронно-дырочных пар из КТ при данных условиях приближается к единице ($\eta \approx 1$), т.е. практически все носители успевают эмитировать до рекомбинации. Для сравнения теории и эксперимента фоточувствительность нормировалась на единицу по высокотемпературному участку насыщения. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов было получено при следующих значениях подгоночных параметров: $\tau_{\rm rec} = 0.4$ нс, $\tau_{32} = 3.55$ пс, $\Delta E_{10} = 72$ мэВ, $E_b = 190$ мэВ, $L = 8$ нм, $\sigma_n = 9 \cdot 10^{-12}\,\text{см}^2$, $\sigma_{hh} = 10^{-11}\,\text{см}^2$, $E_{e0}^{\rm WL} = 29$ мэВ, $S_{\rm HR} = 0.05$. Величины этих параметров соответствуют литературным данным. Обычно время жизни экситона в КТ по отношению к излучательной рекомбинации составляет ~ 1 нс [25–27]. Меньшее время жизни может быть связано с вкладом безызлучательной рекомбинации, возникающей при наличии в структуре дефектов. Действительно, уменьшение $\tau_{\rm rec}$ наблюдалось в КТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, при понижении температуры роста [3]. Межуровневая релаксация электронов при наличии в КТ дырок обычно осуществляется весьма быстро (за время $\sim 1-10$ пс) [28]. Величины эмиссионных барьеров для электронов и дырок, 190 и 300 мэВ (последний рассчитывался с учетом энергии 0.93 эВ основного перехода в КТ при 300 К), согласуются с данными работы [29]. Высота КТ находится в согласии с данными, полученными методом просвечивающей электронной микроскопии на поперечном срезе структур с КТ, выращенных ГФЭ МОС [30], сечение захвата – с данными [31]. Разность ΔE_{10} согласуется с разностью энергий оптических переходов E_0 и E_1 с учетом того, что энергетический зазор между соседними уровнями размерного квантования тяжелых дырок составляет 5–20 мэВ [32]. Для параметра Хуанга–Риса в КТ InAs/GaAs в литературе приводятся значения от 0.01 до 0.5 [21, 22]. Примерное значение $E_{e0}^{\rm WL}$ вычислялось в рамках модели эффективной массы с помощью программного пакета Nextnano++ [33] с учетом энергии края поглощения в смачивающем слое InAs ≈ 1.36 эВ. Теоретические температурные зависимости эффективности эмиссии для определенных выше параметров, рассчитанные по формулам (15) и (16), показаны на рис. 2 сплошными кривыми.

Определить доминирующий механизм эмиссии носителей из КТ при разных температурах можно путем анализа температурных зависимостей времен жизни по отношению к различным процессам. По результатам расчета время жизни дырки по отношению к прямому туннелированию составляет $\tau_{hh0}^{\text{tun}} \sim \sim 10^{28}$ с, а по отношению к термоактивированному туннелированию – $\tau_{hh0}^{\text{tp}} \sim 10^{3}$ с даже при 350 K. Поэтому для дырок данными процессами можно пренебречь. Температурные зависимости остальных времен жизни показаны на рис. 3. Видно, что во всем

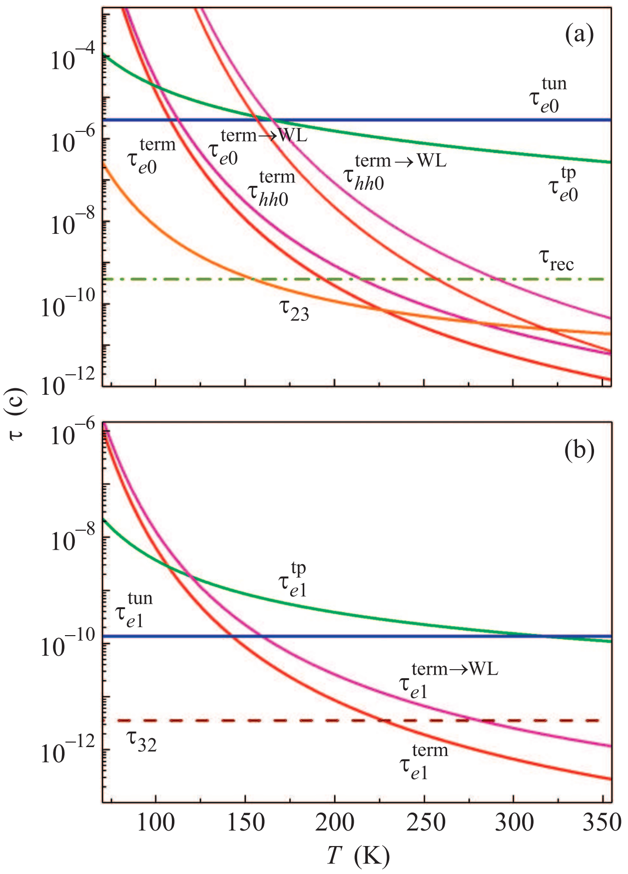

Рис. 3. Температурные зависимости времени жизни носителей на основных (E_{e0} и E_{hh0}; *a*) и возбужденном (E_{e1}; *b*) состояниях в КТ InAs/GaAs

температурном диапазоне из основного состояния (рис. 3a) термическая эмиссия электрона происходит быстрее эмиссии дырки. Прямое и термоактивированное туннелирование электрона с основного состояния также не дает существенного вклада в эмиссию. При температурах ниже 150 K рекомбинация из основного состояния является наиболее вероятным процессом. С ростом температуры увеличивается вероятность термического заброса электрона из основного состояния на возбужденное, темп эмиссии из которого существенно выше, чем из основного, даже при низких температурах. Термическая активация в 2D-состояния смачивающего слоя InAs происходит в $\approx 2-4$ раза медленнее надбарьерной эмиссии в матрицу GaAs. Следовательно, при данных условиях из всего набора подгоночных параметров сильнее всего на характер температурной зависимости эффективности эмиссии влияют высота эмиссионного барьера в зоне проводимости, сечение захвата для электронов и рекомбинационное время жизни.

Часть электронов, изначально генерируемых светом на возбужденном электронном уровне (E_{e1}), может успеть эмитировать с него до релаксации в основное состояние (E_{e0}). Это приводит к тому, что в области низких температур появляется заметная разность величин фоточувствительности при фотогенерации в области основного и первого возбужденного оптических переходов (рис. 2), которая определяется конкуренцией процессов эмиссии с возбужденного состояния и межуровневой релаксации. Количественно эта разность (4 % при 130 K) может быть также оценена путем анализа соответствующих времен жизни. Действительно, видно, что до релаксации в основное состояние ($\tau_{32} = 3.55$ пс) примерно 2.5 % возбужденных электронов (рис. 3b) успевают эмитировать путем прямого туннелирования ($\tau_{e1}^{\text{tun}} = = 137$ пс), 1 % – термически в матрицу ($\tau_{e1}^{\text{term}} = = 334$ пс) и 0.5 % – в смачивающий слой ($\tau_{e1}^{\text{term}\to\text{WL}} = = 800$ пс).

Заключение. Итак, в настоящей работе развита теория квантовой эффективности эмиссии неравновесных носителей из массива КТ InAs в матрицу GaAs. Сопоставление экспериментальных результатов исследования температурных зависимостей фоточувствительности от КТ InAs/GaAs с результатами теоретического расчета эффективности эмиссии позволило определить высоты эмиссионных барьеров для электронов и дырок в КТ, скорости рекомбинации, межуровневой релаксации и различных механизмов эмиссии. Вклад каждого из механизмов эмиссии при разных температурах может быть оценен из анализа температурных зависимостей времен жизни носителей по отношению к различным процессам.

Авторы выражают благодарность в.н.с. НИФТИ ННГУ Б.Н. Звонкову за выращивание структур для исследования. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект # 14-02-31102), фонда некоммерческих программ "Династия" и стипендиальной программы Президента РФ (грант # СП-985.2013.5), а также при поддержке Министерства образования и науки РФ (Задание # 3.640.2014/K).

1. M. V. Maximov, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov,

N. V. Kryzhanovskaya, A. S. Payusov, I. I. Novikov, N. Yu. Gordeev, Yu. M. Shernyakov, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhrin, and A. Kovsh, Semicond. Sci. Techn. **23**, 105004 (2008).
2. P. Bhattacharya, Z. Mi, J. Yang, D. Basu, and D. Saha, J. Cryst. Growth **311**, 1625 (2009).
3. L. Mi-Feng, N. Hai-Qiao, D. Ying, B. David, K. Liang, C. M. Ana, and N. Zhi-Chuan, Chin. Phys. B **23**, 027803 (2014).
4. Z. Y. Zhang, R. A. Hogg, X. Q. Lv, and Z. G. Wang, Adv. Opt. Photon. **2**, 201 (2010).
5. A. D. Stiff-Roberts, J. of Nanophotonics **3**, 031607 (2009).
6. Y.-F. Lao, S. Wolde, A. G. Unil Perera, Y. H. Zhang, T. M. Wang, H. C. Liu, J. O. Kim, T. Schuler-Sandy, Zh.-B. Tian, and S. S. Krishna, Appl. Phys. Lett. **103**, 241115 (2013).
7. G. Moreau, A. Martinez, D.-Y. Cong, K. Merghem, A. Miard, A. Lemaître, P. Voisin, A. Ramdane, I. Krestnikov, A. R. Kovsh, M. Fischer, and J. Koeth, Appl. Phys. Lett. **91**, 091118 (2007).
8. P. D. Buckle, P. Dawson, S. A. Hall, X. Chen, M. J. Steer, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, and M. Hopkinson, J. Appl. Phys. **86**, 2555 (1999).
9. V. V. Ilchenko, S. D. Lin, C. P. Lee, and O. V. Tretyak, J. Appl. Phys. **89**, 1172 (2001).
10. Б. Н. Звонков, И. Г. Малкина, Е. Р. Линькова, В. Я. Алешкин, И. А. Карпович, Д. О. Филатов, ФТП **31**, 1100 (1997).
11. C. M. A. Kapteyn, F. Heinrichsdorff, O. Stier, R. Heitz, M. Grundmann, N. D. Zakharov, D. Bimberg, and P. Werner, Phys. Rev. B **60**, 14265 (1999).
12. P. W. Fry, I. E. Itskevich, S. R. Parnell, J. J. Finley, L. R. Wilson, K. L. Schumacher, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Al-Khafaji, A. G. Cullis, M. Hopkinson, J. C. Clark, and G. Hill, Phys. Rev. B **62**, 16784 (2000).
13. W. H. Chang, T. M. Hsu, C. C. Huang, S. L. Hsu, C. Y. Lai, N. T. Yeh, T. E. Nee, and J. I. Chyi, Phys. Rev. B **62**, 6959 (2000).
14. P. N. Brunkov, A. Patane, A. Levin, L. Eaves, P. C. Main, Yu. G. Musikhin, B. V. Volovik, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, and S. G. Konnikov, Phys. Rev. B **65**, 085326 (2002).
15. А. А. Гуткин, П. Н. Брунков, А. Ю. Егоров, А. Е. Жуков, С. Г. Конников, ФТП **42**, 1122 (2008).
16. S. Ghosh, B. Kochman, J. Singh, and P. Bhattacharya, Appl. Phys. Lett. **76**, 2571 (2000).
17. M. Geller, *Ph.D. Thesis*, Technical University of Berlin (2007), 140 p.
18. D. V. Lang, J. Appl. Phys. **45**, 3023 (1974).
19. Э. Н. Король, ФТТ **19**, 1266 (1977).
20. S. Makram-Ebeid and M. Lannoo, Phys. Rev. Lett. **48**, 1281 (1982).
21. A. Garcia-Cristobal, A. W. Minnaert, V. M. Fomin, J. T. Devreese, A. Yu. Silov, J. E. M. Haverkort, and J. H. Wolter, Phys. Stat. Sol. (b) **215**, 331 (1999).
22. R. Heitz, I. Mukhametzhanov, O. Stier, A. Madhukar, and D. Bimberg, Phys. Rev. Lett. **83**, 4654 (1999).
23. Б. Н. Звонков, И. А. Карпович, Н. В. Байдусь, Д. О. Филатов, С. В. Морозов, ФТП **35**, 92 (2001).
24. R. J. Warburton, C. Bödefeld, C. S. Dürr, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, and P. M. Petroff, Phys Rev. Lett. **79**, 5282 (1997).
25. E. Harbord, P. Spencer, E. Clarke, and R. Murray, Phys. Rev. B **80**, 195312 (2009).
26. G. Trevisi, L. Seravalli, P. Frigeri, C. Bocchi, V. Grillo, L. Nasi, I. Suárez, D. Rivas, G. Muñoz-Matutano, and J. Martínez-Pastor, Cryst. Res. Technol. **46**, 801 (2011).
27. H. Y. Kim, M.-Y. Ryu, and J. S. Kim, J. Lumin. **132**, 1759 (2012).
28. G. A. Narvaez, G. Bester, and A. Zunger, Phys. Rev. B **74**, 075403 (2006).
29. M. Grundmann, O. Stier, and D. Bimberg, Phys. Rev. B **52**, 11969 (1995).
30. Е. Д. Павлова, А. П. Горшков, А. И. Бобров, Н. В. Малехонова, Б. Н. Звонков, ФТП **47**, 1617 (2013).
31. O. Engström, M. Kaniewska, Y. Fu, J. Piscator, and M. Malmkvist, Appl. Phys. Lett. **85**, 2908 (2004).
32. O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg, Phys. Rev. B **59**, 5688 (1999).
33. http://www.nextnano.com/nextnanoplus.