

**Влияние эффективности захвата дырок
на температурную зависимость фотолюминесценции
структур n -AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами**

Н.Г. Яременко, В.А. Страхов, М.В. Карачевцева

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова Российской академии наук, г. Фрязино, Россия*

tg275@ms.ire.rssi.ru

Процесс захвата неравновесных носителей тока из широкозонных барьерных слоев в квантовую яму играет решающую роль в работе таких приборов на основе полупроводниковых гетероструктур, как лазеры, светодиоды, фотодетекторы. Осциллирующая зависимость скорости захвата от ширины квантовой ямы мало изучена экспериментально. Цель настоящей работы – выяснить влияние осцилляций эффективности захвата дырок в зависимости от ширины квантовой ямы на температурное поведение фотолюминесценции (ФЛ) в модулированно-легированных гетероструктурах n -AlGaAs/GaAs. Проведены температурные измерения интегральной интенсивности ФЛ структур с разной шириной квантовых ям, соответствующей разной скорости захвата дырок (в условиях резонансного захвата и вне его). Показано, что эффективность захвата дырок влияет не только на величину интегральной интенсивности ФЛ, но и на ее температурную зависимость. В резонансных структурах в области низких температур (77–140 К) интенсивность ФЛ падает с ростом температуры быстрее, чем в структурах со слабым захватом. Такое различие объясняется тем, что в условиях резонанса скорость захвата дырок так высока, что ее изменение с температурой не влияет на величину интенсивности ФЛ, и температурное гашение ФЛ обусловлено только уменьшением эффективности излучательной рекомбинации β в квантовой яме. В нерезонансных структурах температурное поведение ФЛ зависит не только от квантовой эффективности β , но и от скорости локального захвата дырок, которая увеличивается с ростом температуры. Полученные результаты представляют интерес для оптимизации параметров гетероструктур при конструировании приборов, в работе которых эффективность захвата неравновесных носителей в квантовую яму играет решающую роль.

Ключевые слова: гетероструктура; квантовая яма; фотолюминесценция; захват неравновесных носителей; температурная зависимость

Для цитирования: Яременко Н.Г., Страхов В.А., Карачевцева М.В. Влияние эффективности захвата дырок на температурную зависимость фотолюминесценции структур n -AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами // Изв. вузов. Электроника. – 2018. – Т. 23. – № 4. – С. 327–334. DOI: 10.24151/1561-5405-2018-23-4-327-334

Influence of Holes Capture Efficiency on Photoluminescence Temperature Dependence of n -AlGaAs/GaAs Quantum Well Structures

N.G. Yaremenko, V.A. Strakhov, M.V. Karachevtseva

*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian
Academy of Sciences, Fryazino, Russia*

tg275@ms.ire.rssi.ru

Abstract: The process of excess current carriers capture from broad-zone barrier layers into the quantum well is critical in operation of such devices based on the semiconductor heterostructures, as lasers, light diodes, photodetectors. The oscillating dependence of the capture rate on the quantum well width experimentally has been not enough studied. The aim of the present study is to clarify the effect of oscillations of the holes capture efficiency depending on the quantum well width on the temperature behavior of photoluminescence (PL) in modulation-doped n -AlGaAs/GaAs heterostructures. The temperature measurements of integral PL intensity of the structures with quantum wells of different thicknesses corresponding to different holes capture (under the condition of resonant capture and without it) have been carried out. It has been shown that the holes capture efficiency influences not only on the PL intensity value, but, also, on its temperature dependence. In the low-temperature range (77–140 K) the PL intensity in a resonant structure becomes lower with the temperature increase more rapidly than that in the structures with slow capture. Such a difference is explained by the following. The holes capture rate under the resonance conditions is so high, that its change with the temperature already does not affect the PL intensity value and the temperature weakening of PL is associated only with the decrease of the radiative recombination efficiency β in a quantum well. In the nonresonant structures the temperature behavior of PL depends not only on the quantum efficiency β , but, also, on the local holes capture rate, which increases with the temperature growth. The results obtained present interest for optimization of heterostructure parameters during the design of the devices, in operation of which the excess carriers capture efficiency into the quantum well plays a decisive role.

Keywords: heterostructure; quantum well; photoluminescence; excess carriers capture; temperature dependence

For citation: Yaremenko N.G., Strakhov V.A., Karachevtseva M.V. Influence of holes capture efficiency on photoluminescence temperature dependence of n -AlGaAs/GaAs quantum well structures. *Proc. Univ. Electronics*, 2018, vol. 23, no. 4, pp. 327–334. DOI: 10.24151/1561-5405-2018-23-4-327-334

Введение. Процесс захвата неравновесных носителей тока из широкозонных барьерных слоев в квантовую яму играет решающую роль в работе приборов на основе по-

лупроводниковых гетероструктур: лазеров, светодиодов, фотодетекторов [1–4]. Осциллирующая зависимость скорости захвата от ширины ямы, обусловленная квантованием энергетического спектра носителей, мало изучена экспериментально. Вероятность захвата резко возрастает либо при совпадении наивысшего квантового уровня с высотой барьера (резонансы I типа), либо при наличии в квантовой яме уровней, отстоящих от потолка ямы на величину энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$ (резонансы II типа, LO-резонансы). В этих условиях увеличивается перекрытие волновой функции трехмерного электрона в барьере с волновой функцией связанного состояния в яме и резко возрастает коэффициент прохождения электронами границы барьер – яма [5, 6]. Очевидно, что интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) также должна быть немонотонной функцией ширины ямы и содержать максимумы в условиях резонансного захвата. Осцилляции скорости захвата могут сказаться не только на величине интенсивности ФЛ, но и на ее зависимостях от внешнего воздействия: температуры, плотности возбуждения и др. Это необходимо учитывать при использовании методов фотолюминесцентной спектроскопии, которая широко применяется для изучения свойств гетероструктур.

Впервые осцилляции интенсивности ФЛ, вызванные резонансным захватом электронов в квантовые ямы, наблюдались при исследовании нелегированных структур AlGaAs/GaAs [7]. Осцилляции интенсивности ФЛ, вызванные резонансным захватом дырок в модулированно-легированных структурах $n\text{-Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As/GaAs}$, впервые исследовались в работе [3]. Влияние эффективности захвата на процессы рекомбинации и накопления неравновесных носителей с ростом оптического возбуждения показано в работе [4].

Цель настоящей работы – изучение влияния осцилляций скорости захвата дырок на температурную зависимость ФЛ. Согласно оценкам, сделанным в работе [8], скорость захвата в разных температурных интервалах может как расти, так и падать с ростом температуры в зависимости от конфигурации квантовой ямы и типа резонансов. Это, в свою очередь, может привести к немонотонной зависимости ФЛ от температуры. В работе [2] показано, что время захвата с ростом температуры в интервале 0–40 К резко уменьшается от 10^{-7} до 10^{-12} с, а потом практически не зависит от температуры. Однако в этой работе рассматривались только мелкие квантовые ямы $\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{As/GaAs}$ с глубиной залегания единственного уровня, которая меньше энергии оптического фонона. В таких ямах процесс захвата контролируется взаимодействием носителей с акустическими фононами и осцилляции скорости захвата в принципе отсутствуют. Экспериментальные исследования влияния осцилляций захвата на температурное поведение ФЛ в глубоких квантовых ямах, согласно публикациям, ранее не проводились.

Экспериментальные результаты. Проведены температурные исследования спектров ФЛ структур $n\text{-Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As/GaAs}$ той же конфигурации, что и в работе [4]. Барьерами служили легированный кремнием $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ и нелегированная сверхрешетка $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As/GaAs}$, толщина каждого барьерного слоя составляла 60 нм. Измерения проводились в режиме надбарьерного квазинепрерывного фотовозбуждения в оптическом криостате, позволяющем изменять температуру от 77 К до комнатной. В качестве источника возбуждения использовался непрерывный аргоновый лазер с длиной волны $\lambda = 488$ нм, излучение лазера модулировалось с частотой 1 кГц, плотность оптического возбуждения составляла ≈ 700 Вт/см².

Представлены результаты для трех структур с разной шириной квантовых ям. В структуре №1 с шириной ямы $L = 18$ нм согласно расчету выполняется условие резонансного захвата дырок на четвертый уровень. В этой структуре интенсивность ФЛ самая большая. В структуре №3 с шириной квантовой ямы $L = 13,5$ нм интенсивность ФЛ

на полтора порядка ниже, по ширине ямы эта структура соответствует минимуму осцилляционной зависимости скорости захвата [4]. На рис.1 приведены спектры ФЛ исследованных структур и показана их трансформация с ростом температуры. Анализ спектров показывает, что в их формировании помимо переходов $1e-1hh$ участвуют переходы $1e-3hh$, относительный вклад которых растет с ростом ширины квантовой ямы и температуры. Для этих структур на рис.2 представлены зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции I_{qw} из квантовой ямы от обратной температуры. Для вычисления I_{qw} полный спектр разложен на два спектра, соответствующих переходам $1e-1hh$ и $1e-3hh$. Затем их интегральные интенсивности поделены на квадрат интеграла перекрытия волновых функций, рассчитанный для каждого перехода в структурах данной конфигурации [3].

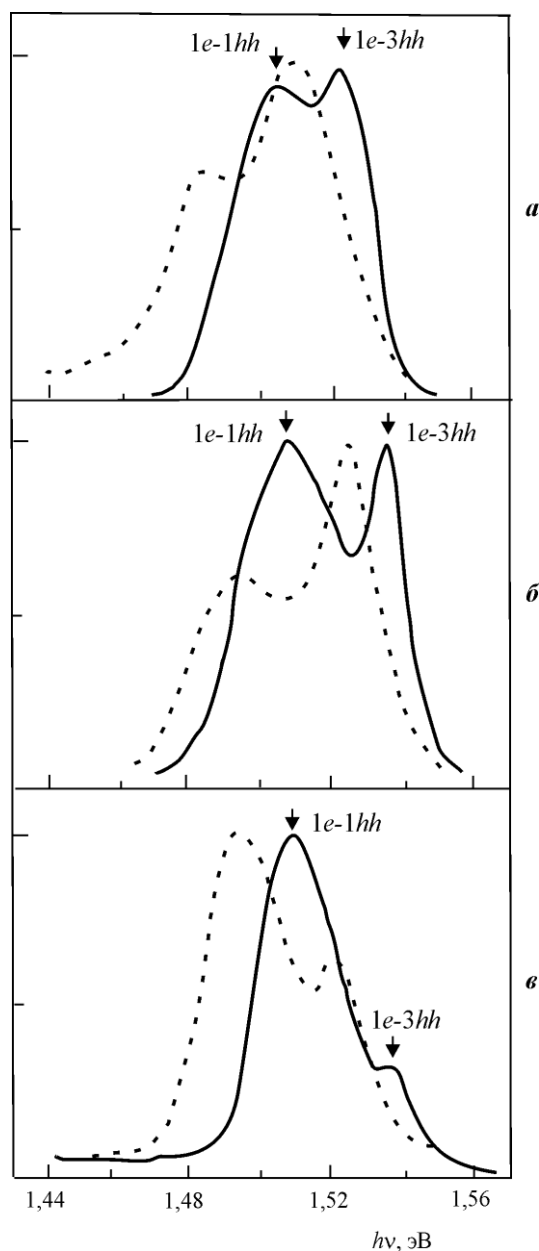


Рис.1. Спектры ФЛ структур $n\text{-Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ с разной шириной квантовых ям при $T = 80\text{ K}$ (сплошные линии) и $T = 130\text{ K}$ (пунктир): $a - L = 18\text{ nm}$ (структура № 1); $b - L = 15\text{ nm}$ (структура № 2); $c - L = 13,5\text{ nm}$ (структура № 3)
 Fig.1. PL spectra of $n\text{-Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ structures with different quantum well widths L at $T = 80\text{ K}$ (solid lines) and $T = 130\text{ K}$ (dot lines): $a - L = 18\text{ nm}$ (structure № 1); $b - L = 15\text{ nm}$ (structure № 2); $c - L = 13,5\text{ nm}$ (structure № 3)

Для этих структур на рис.2 представлены зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции I_{qw} из квантовой ямы от обратной температуры. Для вычисления I_{qw} полный спектр разложен на два спектра, соответствующих переходам $1e-1hh$ и $1e-3hh$. Затем их интегральные интенсивности поделены на квадрат интеграла перекрытия волновых функций, рассчитанный для каждого перехода в структурах данной конфигурации [3].

На экспериментальных кривых $I_{qw}(1/T)$ можно выделить два участка с разным наклоном. При температурах выше $T \approx 140\text{ K}$ наклон кривых резко увеличивается, так как скорость температурного гашения ФЛ возрастает вследствие усиления безызлучательных процессов

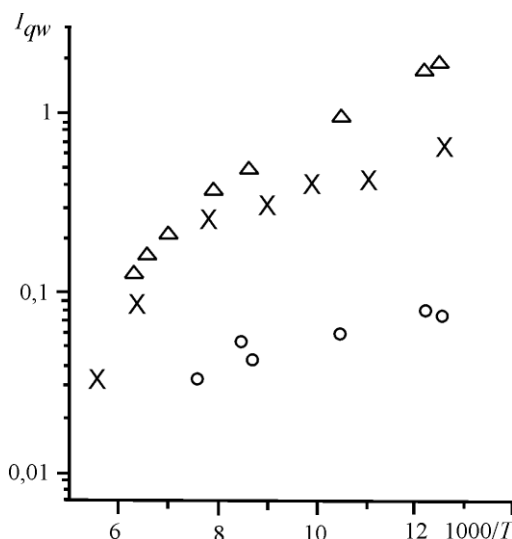


Рис.2. Зависимость интегральной интенсивности ФЛ от обратной температуры для структур с разной шириной квантовых ям: $\Delta - L = 18\text{ nm}$ (структура № 1); $\times - L = 15\text{ nm}$ (структура № 2); $\circ - L = 13,5\text{ nm}$ (структура № 3)
 Fig.2. PL integral intensity dependence on reverse temperature for structures with different quantum well widths: $\Delta - L = 18\text{ nm}$ (structure №1); $\times - L = 15\text{ nm}$ (structure №2); $\circ - L = 13,5\text{ nm}$ (structure №3)

(рекомбинации на гетерограницах, теплового выброса носителей из ямы и др.). На низкотемпературном участке наклон зависит от эффективности захвата дырок. В резонансной структуре №1 интенсивность ФЛ падает с температурой гораздо быстрее, чем в нерезонансных структурах.

Обсуждение результатов. Расчет интенсивности ФЛ в зависимости от скорости захвата неравновесных носителей в квантовую яму легированных гетероструктур проведен в работе [8]. Если учесть, что толщина барьерного слоя меньше диффузионной длины ($L_b \ll L_D$), что выполняется в рассматриваемом случае, то после несложных преобразований приведенное в [8] выражение для интенсивности I_{qw} сводится к виду

$$I_{qw} = \beta L_b G \frac{\tau_b}{\tau_b + \tau_s}, \quad (1)$$

где β – квантовый выход излучательной рекомбинации из квантовой ямы; G – скорость генерации; τ_b – время жизни дырок в барьере; τ_s – эффективное время захвата дырок в квантовой яме.

В стационарном состоянии τ_s определяется соотношением времени локального захвата дырок в яму τ_{\downarrow} , времени теплового выброса дырок из ямы τ_{\uparrow} и времени излучательной рекомбинации в яме τ_{qw} :

$$\tau_s = \tau_{\downarrow} (\tau_{\uparrow} + \tau_{qw}) / \tau_{\uparrow}. \quad (2)$$

В условиях резонансного захвата (в максимуме амплитуды осцилляций) для попадания носителей в яму важно уже не время локального захвата, а диффузионный подвод носителей из барьера к яме. Поэтому в (2) вместо τ_{\downarrow} должно стоять время диффузии τ_d .

Характер температурной зависимости интенсивности ФЛ обусловлен температурным поведением параметров, входящих в выражения (1), (2). Из этих параметров от температуры наиболее сильно зависит время теплового выброса дырок из квантовой ямы

$$\tau_{\uparrow} \sim \exp\left(\frac{\Delta E_V - E_{nh} + \phi}{kT}\right),$$

где ΔE_V – высота барьера в валентной зоне; E_{nh} – энергия заполненного дырочного уровня; ϕ – изгиб края валентной зоны, обусловленный легированием.

В области низких температур, когда процессы теплового выброса подавлены ($\tau_{qw} \ll \tau_{\uparrow}$), из (2) следует, что $\tau_s = \tau_{\downarrow}$. В случае очень быстрого захвата $\tau_{\downarrow} \rightarrow 0$ и при низких температурах выражение (1) для интенсивности ФЛ из резонансной квантовой ямы приобретает вид

$$I_{qw}^r = \beta L_b G. \quad (3)$$

Интенсивность низкотемпературной ФЛ из нерезонансных квантовых ям равна:

$$I_{qw}^{nr} = \beta L_b G \frac{\tau_b}{\tau_b + \tau_{\downarrow}^{nr}} = \beta L_b G \left(1 + \frac{\tau_{\downarrow}^{nr}}{\tau_b}\right)^{-1}, \quad (4)$$

где τ_{\downarrow}^{nr} – время захвата дырок в нерезонансную квантовую яму.

Для исследованных структур проведены оценки энергии квазиуровней Ферми μ_h для дырок при плотности оптического возбуждения 700 Вт/см^2 . Методика оценки основана на анализе температурной зависимости отношения интегральных интенсивностей ФЛ-полос, обусловленных переходами $1e-1hh$ и $1e-3hh$, и подробно описана в работе [3]. Полученные значения составили: $\mu_h = 27,5 \text{ мэВ}$ (структура №1); $\mu_h = 17,5 \text{ мэВ}$ (структура №2); $\mu_h = 10,5 \text{ мэВ}$ (структура №3 с самым слабым захватом). В диапазоне $T < 140 \text{ К}$ во всех трех структурах энергетическое расстояние от квазиуровней Ферми до потолка дырочной ямы много больше kT . Поэтому можно считать, что в этом диапазоне процессы теплового выброса на эффективность захвата почти не влияют и к структуре №1 применима формула (3), а к структурам №2 и 3 – формула (4).

Из формулы (3) следует, что в резонансной структуре №1 спад интенсивности ФЛ, наблюдаемый на низкотемпературном участке, может быть обусловлен только уменьшением квантового выхода β , поскольку остальные параметры от температуры не зависят. В структуре №3 со слабым захватом согласно формуле (4) на температурную зависимость интенсивности ФЛ, помимо β , может влиять отношение времен $\tau_{\downarrow}^{nr} / \tau_b$. Если считать значения β одинаковыми в структурах №1 и 3, то, разделив (3) на (4), получим

$$\frac{I_{qw}^r}{I_{qw}^{nr}} - 1 = \frac{\tau_{\downarrow}^{nr}}{\tau_b}. \quad (5)$$

На рис.3 приведена температурная зависимость отношения $\tau_{\downarrow}^{nr} / \tau_b$, полученная по формуле (5) с использованием экспериментальных значений интенсивностей ФЛ

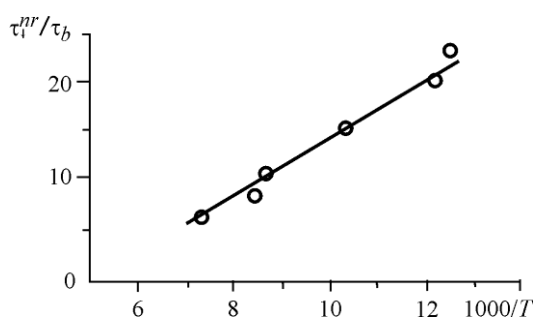


Рис.3. Зависимость величины $\tau_{\downarrow}^{nr} / \tau_b$ от обратной температуры для нерезонансной структуры №3 ($L = 13,5 \text{ нм}$)

Fig.3. Dependence of value $\tau_{\downarrow}^{nr} / \tau_b$ on reverse temperature for nonresonant structure №3 ($L = 13,5 \text{ nm}$)

структур №1 и 3. Видно, что с ростом температуры это отношение уменьшается (в диапазоне $77-140 \text{ К}$ примерно в 4 раза). Это означает, что в структуре №3 время локального захвата τ_{\downarrow}^{nr} падает с ростом температуры быстрее, чем время жизни в барьере. Как следует из формулы (4), такая температурная зависимость τ_{\downarrow}^{nr} ослабляет влияние коэффициента β на скорость гашения ФЛ. В результате гашение ФЛ в структуре №3 происходит медленнее, чем в структуре №1.

Возможность уменьшения времени захвата с ростом температуры отмечена в теоретической работе [8]. Оценки, приведенные в этой работе, показывают, что при темпера-

турах ниже энергии оптического фонона время захвата носителей $\tau_{\downarrow}^{nr} \approx \frac{\tau_{ph}}{S} L$, где τ_{ph} – время испускания оптического фонона с энергией порядка глубины ямы V_0 . В нерезонансных структурах прозрачность ямы $S \sim T/V_0$, поэтому τ_{\downarrow}^{nr} падает с ростом температуры, что согласуется с полученными результатами. Следует отметить, что такая температурная зависимость времени захвата в исследованных структурах $n\text{-Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ отличается от зависимости, полученной в работе [2] для структур

$\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{As}/\text{GaAs}$ с мелкими ямами, в которых при $T > 40$ К время локального захвата с температурой не меняется.

Заключение. Проведенные температурные измерения ФЛ структур $n\text{-Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ с разной шириной квантовых ям, включая структуры, отвечающие условиям максимума и минимума осциллирующей зависимости скорости захвата от ширины ямы, показали следующее.

Эффективность захвата влияет не только на величину интенсивности ФЛ, но и на ее температурную зависимость.

В резонансных структурах температурное гашение ФЛ происходит быстрее, чем в структурах со слабым захватом. Это различие объясняется тем, что температурное поведение ФЛ нерезонансных структур в отличие от резонансных зависит от времени локального захвата дырок, которое уменьшается с ростом с температуры.

Литература

1. **Кочиев М.В., Цветков В.А., Сибельдин Н.Н.** Кинетика накопления при фотовозбуждении и релаксации избыточных дырок в мелких квантовых ямах $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – Вып. 3. – С. 200–206.
2. **Алексеев П.С., Купа М.С., Перель В.И., Ясневич И.Н.** Каскадная теория захвата электронов в квантовые ямы // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 133. – №4. – С. 921–934.
3. **Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А.** Резонансный захват дырок в модулированно-легированных структурах $n\text{-AlGaAs}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами // Доклады АН. – 2011. – Т. 437. – № 3. – С. 321–326.
4. **Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А., Федоров Ю.В.** Динамика накопления неравновесных дырок в квантовых ямах гетероструктур $n\text{-AlGaAs}/\text{GaAs}$ // Изв. вузов. Электроника. – 2016. – Т. 21. – № 4. – С. 1–8.
5. **Козырев С.В., Шик А.Я.** Захват носителей в квантовые ямы гетероструктур // ФТП. – 1985. – Т. 19. – № 9. – С. 1667–1670.
6. **Brum J.A., Bastard G.** Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells // Phys. Rev. B. – 1986. – Vol. 33. – No. 2. – P. 1420–1423.
7. **Fujiwara A., Fukatsu S., Shiraki Y., Ito R.** Observation of resonant electron capture in $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ quantum well structures // Surface Science. – 1992. – Vol. 263. – P. 642–645.
8. **Козырев С.В., Шик А.Я.** Захват и рекомбинация неравновесных носителей в структурах с квантовыми ямами // ФТП. – 1988. – Т. 22. – Вып. 1. – С. 105–111.

Поступила 15.02.2018 г.; принята к публикации 24.04.2018 г.

Яременко Наталья Георгиевна – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Россия, 141190, г. Фрязино, пл. Введенского, д.1), tg275@ms.ire.rssi.ru

Страхов Валерий Александрович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Россия, 141190, г. Фрязино, пл. Введенского, д.1), tg275@ms.ire.rssi.ru

Карачевцева Мария Виссарионовна – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Россия, 141190, г. Фрязино, пл. Введенского, д.1), tg275@ms.ire.rssi.ru

References

1. Kochiyev M.V., Tsvetkov V.A., Sibel'din N.N. Kinetics of accumulation of excess holes under photoexcitation and their relaxation in GaAs/AlGaAs shallow quantum wells. *Pis'ma v ZhETF = Letters to the Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2015, vol. 101, pp. 200–206. (in Russian).
2. Alekseev P.S., Kipa M.S., Perel V.I., Yassievich I.N. Cascade theory of electron capture into quantum wells. *ZhETF = Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2008, vol. 133, no. 4, pp.921–934. (in Russian).
3. Yaremenko N.G., Karachevtseva M.V., Strakhov V.A. Resonance capture of holes in modulation-doped n- AlGaAs/GaAs quantum well structures. *Doklady Akademii Nauk*, 2011, vol. 437, no. 3, pp. 321–326. (in Russian).
4. Yaremenko N.G., Karachevtseva M.V., Strakhov V.A., Fedorov Yu.V. Dynamics of excess holes collection in quantum wells of n-AlGaAs/GaAs heterostructures. *Izvestiya vuzov. Elektronika = Proceedings of Universities, Electronics*, 2016, vol. 21, no. 4, pp.1–8. (in Russian).
5. Kozyrev S.V., Shik A.Ya. Carrier capture into quantum wells of heterostructures. *Fiz. Tekh. Poluprovodn. = Semiconductors*, 1985, vol. 19, no. 9, pp.1667–1670 (in Russian).
6. Brum J.A., Bastard G. Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells. *Phys. Rev. B*, 1986, vol. 33, no. 2, pp. 1420–1423.
7. Fujiwara A., Fukatsu S., Shiraki Y., Ito R. Observation of resonant electron capture in AlGaAs/GaAs quantum well structures. *Surface Science*, 1992, vol. 263, pp. 642–645.
8. Kozyrev S.V., Shik A.Ya. Capture and recombination of excess carries in quantum well structures. *Fiz. Tekh. Poluprovodn. = Semiconductors*, 1988, vol. 22, pp. 105–111. (in Russian).

Submitted 15.02.2018; Accepted 24.04.2018.

Information about the authors:

Natalya G. Yaremenko – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Leader Researcher of the Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Fryazino branch), Russian Academy of Sciences (Russia, 141190, Fryazino, Vvedensky sq., 1), tg275@ms.ire.rssi.ru

Valery A. Strakhov – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Senior Researcher of the Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Fryazino branch), Russian Academy of Sciences (Russia, 141190, Fryazino, Vvedensky sq., 1), tg275@ms.ire.rssi.ru

Mariya V. Karachevtseva – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Senior Researcher of the Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Fryazino branch), Russian Academy of Sciences (Russia, 141190, Fryazino, Vvedensky sq., 1), tg275@ms.ire.rssi.ru