

Фотодиоды на базе массивов самоформирующихся наноостровков GeSi/Si(001), выращенных методом комбинированной сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии Si и газофазной эпитаксии Ge

© Д.О. Филатов^{*†}, А.П. Горшков⁺, Н.С. Волкова⁺, Д.В. Гусейнов⁺, Н.А. Алябина^{*}, М.М. Иванова^{*},
В.Ю. Чалков^{*}, С.А. Денисов^{*}, В.Г. Шенгуров^{*}

^{*} Научно-исследовательский физико-технический институт,
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

[†] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

[•] Федеральный научно-производственный центр „Научно-исследовательский институт
измерительных систем им. Ю.Е. Седакова“,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 20 мая 2014 г. Принята к печати 3 июня 2014 г.)

Исследована зависимость спектров фоточувствительности фотодиодов на основе Si $p-i-n$ -структур с одно- и многослойными массивами самоформирующихся наноостровков GeSi/Si(001) в i -области, выращенных комбинированным методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии Si и газофазной эпитаксии Ge, от температуры, напряжения смещения на диоде и параметров наноостровков GeSi. Показано, что зависимость фоточувствительности диодов в спектральной области межзонного оптического поглощения наноостровков GeSi от температуры и напряжения смещения определяется соотношением скорости эмиссии фотовозбужденных дырок из наноостровков GeSi и скорости рекомбинации избыточных носителей в островках. Показана возможность определения рекомбинационного времени жизни дырок в наноостровках GeSi из температурных и полевых зависимостей фоточувствительности.

1. Введение

Гетероструктуры (ГС) с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si(001) в течение последних 20 лет привлекали значительное внимание исследователей в связи с перспективой создания на их основе различных приборов кремниевой оптоэлектроники [1,2], в частности фотодетекторов, предназначенных для работы в так называемом коммуникативном диапазоне длин волн $\lambda = 1.3-1.6$ мкм, соответствующем окну минимальных оптических потерь в кварцевых волоконных световодах [3,4]. В последнее время усилился интерес к фотодетекторам на базе толстых (~ 1 мкм) релаксированных эпитаксиальных слоев (ЭС) Ge/Si(001) в связи с высокими значениями квантовой эффективности, достигнутыми в подобных приборах (до 50%) в указанном диапазоне длин волн [5,6]. С другой стороны, в последние годы усилился интерес к специальным применениям оптоэлектронных приборов на базе наноостровков GeSi/Si(001) (космическая техника, ядерная энергетика и т.п.), ввиду их значительной радиационной стойкости (по сравнению с приборами на основе объемного Si) [7,8].

В большинстве опубликованных к настоящему времени работ по созданию и исследованию фотодетекторов коммуникативного диапазона на базе наноостровков GeSi/Si(001) приборные структуры выращивались в основном методом молекулярно-лучевой эпи-

таксии (МЛЭ) [1,2]. В настоящей работе приводятся результаты исследований характеристик фотодиодов на базе $p-i-n$ -структур с однослойными и многослойными массивами самоформирующихся островков GeSi/Si(001) в i -области, выращенных комбинированным методом сублимационной МЛЭ (СМЛЭ) Si и газофазной эпитаксии (ГФЭ) Ge непосредственно в сверхвысоковакуумной (СВВ) камере установки МЛЭ (СВВ ГФЭ) [9,10]. Метод СВВ ГФЭ позволяет выращивать массивы островков GeSi на подложках значительной площади, избегая проблем с однородностью островков по площади подложки и дефектообразованию вследствие разбрызгивания расплава из тиглей при повышенной скорости при испарении Ge из твердотельного источника [11]. С другой стороны, метод СМЛЭ позволяет выращивать высокосвершенные структуры со слоями различного типа и уровня легирования при низких температурах роста (до 450°C) и, таким образом, встраивать массивы наноостровков GeSi, сформированные методом СВВ ГФЭ, в сложные приборные структуры, избегая при этом повреждения островков вследствие диффузионного размытия при заращивании. Относительные простота и связанные с ней экономические достоинства метода СМЛЭ ГФЭ делает актуальными технологические разработки в области приборов кремниевой оптоэлектроники на базе структур с самоформирующимися островками GeSi/Si(001), выращенных указанным методом.

Цель настоящей работы заключалась в установлении зависимости спектров фоточувствительности (ФЧ) фо-

[†] E-mail: dmitry_filatov@inbox.ru

Параметры гетероструктур с наноструктурами GeSi/Si(001) при 300 К

№	T_g , °C	$\langle D \rangle$, нм	$\langle h \rangle$, нм	N_s , см ⁻²	$\langle x \rangle$	$\langle \epsilon_{rel} \rangle$	E_0 , эВ (расчет)	E_0 , эВ (ФЧ)	$\hbar\Omega$, мэВ (ФЧ)	ΔE_{ph} , эВ	ΔE_{vl} , эВ
1	800	357	137	$1.7 \cdot 10^8$	0.24 ± 0.05	0.67	0.94	0.93	63	0.17	0.15
2	700	165	31	$4.5 \cdot 10^8$	0.32 ± 0.05	0.94	0.85	0.87	65	0.25	0.19
3	600	135	25	$2.6 \cdot 10^9$	0.54 ± 0.05	0.96	0.71	0.73	60	0.40	0.30
4	— // —	— // —	— // —	— // —	0.56 ± 0.05	— // —	0.67	0.69	57	0.41	0.31

диодов на базе Si $p-i-n$ -структур с наноструктурами GeSi в i -области, выращенных комбинированным методом СМЛЭ–СВВ ГФЭ, от параметров структур (в частности, условий формирования островков) и условий измерения (температуры, напряжения смещения).

2. Методика эксперимента

Диодные структуры были выращены на подложках p^+ -Si(001) КДБ-0.005 при использовании оригинальной СМЛЭ установки, разработанной и изготовленной в Научно-исследовательском физико-техническом институте Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (НИФТИ ННГУ) [12]. Базовое давление в ростовой камере составляло $\sim 10^{-8}$ Торр. Перед началом роста подложки Si отжигались при 1200°C в течение 10 мин. Затем температура подложек снижалась до 800°C и на поверхность подложек осаждались буферные слои p^+ -Si, легированные бором (концентрация В $\sim 10^{19}$ см⁻³) толщиной ~ 200 нм. В случае формирования структур с однослойными массивами наноструктур GeSi, после буферного слоя осаждался слой p -Si (концентрация В $\sim 10^{15}$ см⁻³) толщиной ~ 200 нм, на поверхности которого по механизму Странски–Крастанова формировались наноструктуры GeSi. Осаждение Ge проводилось путем напуска в ростовую камеру германа (GeH₄), который пиролизически разлагался на поверхности Si. Сублимационный источник Si при этом отключался. Температура подложки во время осаждения Ge составляла $T_g = 600\text{--}800^\circ\text{C}$, давление GeH₄ $p_g \sim 9 \cdot 10^{-4}$ Торр. Количество осажденного Ge (номинальная толщина осажденного слоя Ge d_{Ge}) при заданных T_g и p_g контролировалось временем напуска GeH₄ в ростовую камеру t_g , которое варьировалось в пределах 1–4 мин. Затем GeH₄ откачивался из ростовой камеры диффузионным насосом, сублимационный источник Si включался вновь, и наноструктуры GeSi наращивались покровным слоем p -Si толщиной ~ 200 нм, на поверхность которого осаждался подконтактный слой n^+ -Si толщиной ~ 200 нм, легированный фосфором (концентрация P $\sim 10^{18}$ см⁻³). В случае выращивания структур с многослойными массивами наноструктур GeSi, между слоями островков встраивались спейсерные слои p -Si толщиной ~ 100 нм.

Данные о параметрах морфологии наноструктур GeSi (средняя высота островков $\langle h \rangle$, средний диаметр $\langle D \rangle$ и поверхностная плотность N_s) были получены методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на образцах с поверхностными островками, выращенными в тех же условиях, что и в диодных структурах, с использованием сканирующего зондового микроскопа „Солвер Про“ производства компании „НТ-МДТ“ (Россия) [13]. Данные о составе и упругой деформации материала островков GeSi были получены методом конфокальной рамановской микроскопии (КРМ) с использованием микроспектроскопического комплекса НТ-МДТ „Интеграл“ [14].

На основе выращенных структур стандартным методом фотолитографии были сформированы мезадиоды с окнами в верхнем контакте. Площадь мез составляла 0.07–1.6 мм². Измерения спектров фоточувствительности (ФЧ) фотодиодов проводились по стандартной селективной методике с модулированным фотовозбуждением и синхронным детектированием. В качестве источника монохроматического излучения использовался решеточный монохроматор МДР-2 (ЛОМО) с галогеновой лампой мощностью 100 Вт. Регистрация фотоотклика проводилась при помощи синхронного детектора SR-530 производства компании „Stanford Research Systems“ (США). Частота модуляции составляла ~ 128 Гц. В эксперименте измерялись спектры фототока короткого замыкания $I_{SC}(h\nu)$, где $h\nu$ — энергия кванта возбуждающего излучения, которые нормировались на спектры интенсивности фотовозбуждения $L_{ph}(h\nu)$, получая, таким образом, спектры ФЧ:

$$S_{ph}(h\nu) = \frac{I_{SC}(h\nu)}{L_{ph}(h\nu)}. \quad (1)$$

Для измерения температурных зависимостей ФЧ держатель с образцом погружался в сосуд Дьюара с жидким азотом. Температура образца плавно повышалась от 77 до 300 К по мере выкипания жидкого азота.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены АСМ изображения поверхностных наноструктур GeSi/Si(001), выращенных при

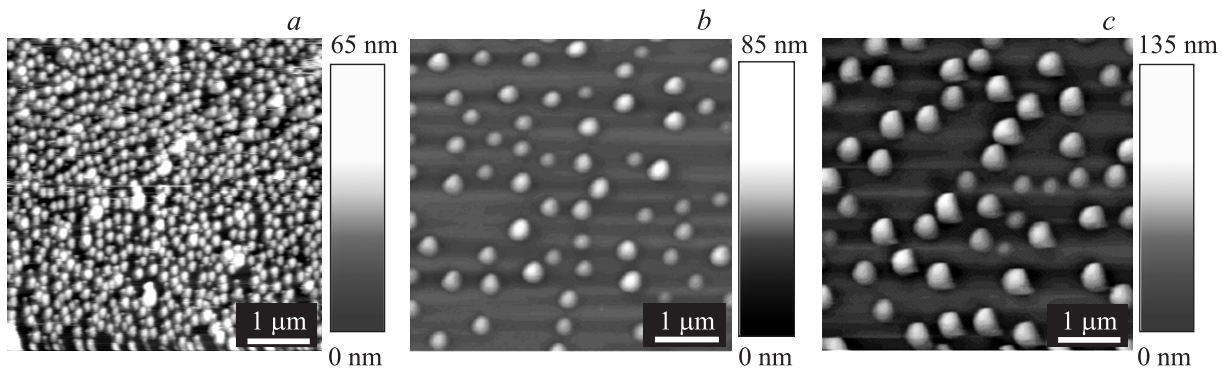


Рис. 1. АСМ изображения гетероструктур с поверхностными наноструктурами GeSi/Si(001), выращенных в различных условиях. $T_g, ^\circ\text{C}$: $a - 600$, $b - 700$, $c - 800$. t_g , мин: $a - 4$; $b, c - 1$. Воспроизведено из Photoluminescence: Applications, Types and Efficacy, Photoluminescence of the Self Assembled GeSi/Si(001) Nanoislands Grown by Sublimation Molecular Beam Epitaxy in GeH₄ Ambient, p. 1–53, 2012. D.O. Filatov, M.A. Isakov, V.G. Shengurov, M.O. Marychev, A.V. Nezdakov, A.I. Mashin с разрешения Nova Science Publishers, Inc.

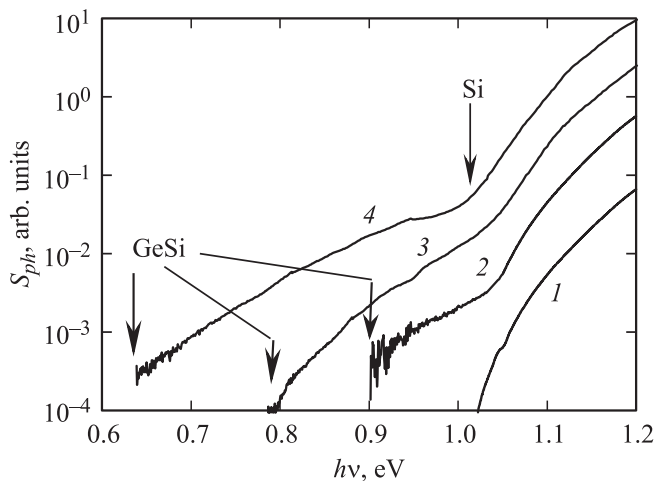


Рис. 2. Спектры фоточувствительности (300 К) фотодиодов на основе $p-i-n$ -структур с однослойными массивами наноструктур GeSi в i -области (2–4) и без островков (1). $T_g, ^\circ\text{C}$: 2 — 800, 3 — 700, 4 — 600.

различных значениях T_g . С ростом T_g размеры островков увеличиваются, а поверхностная плотность N_s уменьшается. Параметры морфологии наноструктур, определенные из данных АСМ исследований, приведены в таблице.

На рис. 2 приведены спектры ФЧ фотодиодов с однослойными массивами наноструктур GeSi, выращенных при различных значениях T_g . В спектральной области $h\nu < E_{gSi}$, где E_{gSi} — ширина запрещенной зоны Si, в спектрах ФЧ наблюдаются полосы, связанные с межзонным оптическим поглощением в наноструктурах GeSi. Энергия края данной полосы E_0 закономерно смещается в область меньших значений с уменьшением T_g (и соответственно увеличением атомной доли Ge в материале островков x). Уменьшение доли Ge в

материале островков GeSi/Si(001) с ростом T_g обусловлено возрастанием скорости диффузии Si из подложки в объем островков, что понижает упругую энергию системы островки–подложка [15].

Для определения E_0 из спектров ФЧ участки спектра в области $h\nu < 1.0$ эВ строились в спрямляющих координатах $S^{1/2}(h\nu)$. На рис. 3 приведен пример анализа формы края полосы ФЧ, связанной с наноструктурами GeSi, для образца 3. Как показано в [16,17], в указанных координатах край полосы ФЧ наноструктур GeSi может быть аппроксимирован ломаной линией, состоящей из двух отрезков прямых. Это свидетельствует о том,

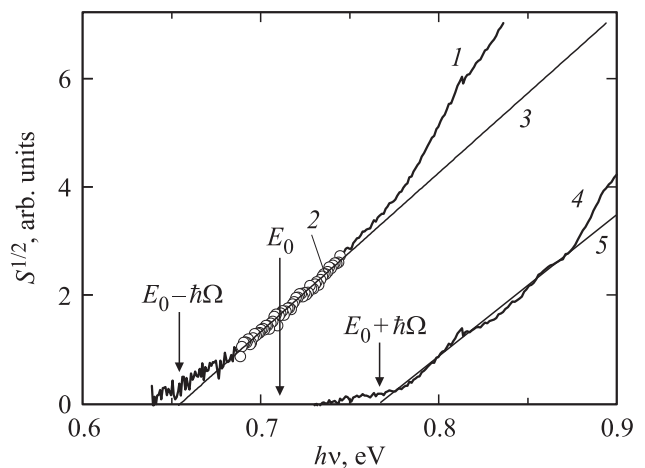


Рис. 3. Анализ формы края спектра фоточувствительности (300 К) фотодиода на базе $p-i-n$ -структур с однослойным массивом наноструктур GeSi в i -области. $T_g = 600^\circ\text{C}$, $p_g = 9 \cdot 10^{-4}$ Торр, $t_g = 4$ мин. 1 — исходный спектр в спрямляющих координатах $S^{1/2}(h\nu)$; 2 — участок кривой 1, через который проводилась аппроксимирующая прямая (3) (переход с поглощением фона); 4 — результат вычитания аппроксимирующей прямой (3) из исходного спектра (1); 5 — аппроксимирующая прямая для перехода с испусканием фона.

что основными межзонными оптическими переходами в островках GeSi в исследованных диодах являются непрямые в k -пространстве переходы с участием оптических фононов. Отсечка прямой (3) на рис. 3, аппроксимирующей участок спектра (1), выделенный кружками (2), по оси $h\nu$ соответствует энергии основного перехода с поглощением оптического фонона $E_0 - \hbar\Omega$, где $\hbar\Omega$ — энергия фонона. Кривая (4) представляет собой разность исходного спектра (1) и аппроксимирующей прямой (3). Длинноволновый участок кривой (4) также может быть аппроксимирован прямой (5). Отсечка прямой (5) по оси $h\nu$ соответствует энергии межзонного оптического перехода в островках GeSi с испусканием оптического фонона $E_0 + \hbar\Omega$.

Следует отметить, что данная методика применима только в том случае, если островки GeSi не являются размерно-квантованными. Оценка энергий размерного квантования дырок в островках GeSi по модели [18] показывает, что в исследованных структурах островки имели достаточно большие размеры, так что эффект размерного квантования не оказывал существенного влияния на энергетический спектр дырок. В этом случае значения E_0 не зависят от размеров островков, а определяются значениями x , упругой деформации материала островков и температуры. В таблице приведены значения E_0 (300 К): рассчитанные по [18] для значений x , приведенных в таблице и определенных из спектров ФЧ. При расчете учитывалось, что островки GeSi были частично релаксированными, данные о средних значениях относительной упругой деформации материала островков (ε_{rel}) были также получены методом КРМ [14]. Величина $\varepsilon_{rel} = \varepsilon/\varepsilon_{full}(x)$, где $\varepsilon_{full}(x) = [a_{Si} - a_{GeSi}(x)]/a_{Si}$ — упругая деформация псевдоморфного слоя $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$ для данного значения x ; a_{Si} и $a_{SiGe}(x)$ — значения постоянных решетки для Si и релаксированного слоя Ge_xSi_{1-x} , характеризует степень релаксации твердого раствора Ge_xSi_{1-x} относительно полностью псевдоморфного слоя $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$ с данным значением x и принимает значения между 1 для псевдоморфного слоя $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$ и 0 для полностью релаксированного. Как видно из таблицы, между значениями E_0 , рассчитанными и определенными из спектров ФЧ, наблюдается удовлетворительное согласие. Определенные из спектров ФЧ энергии фононов, участвующих в межзонных оптических переходах, также удовлетворительно согласуются со справочными значениями энергии оптических фононов в Si ($\hbar\Omega \approx 63$ мэВ) [19]. Отмеченное согласие свидетельствует о применимости методики анализа спектров ФЧ гетероструктур с наноструктурами GeSi/Si, предложенной в [17] для анализа спектров фотоэдс на барьере полупроводник/электролит (ФПЭ), к спектрам ФЧ фотодиодов с наноструктурами GeSi.

Важным элементом механизма фотоэлектрических явлений в $p-i-n$ -фотодиодах с наноструктурами GeSi в i -области (в отличие от фотодиодов на базе однородных Si и Ge) является эмиссия фотовозбужденных носителей из наноструктур GeSi [20]. В ГС GeSi/Si

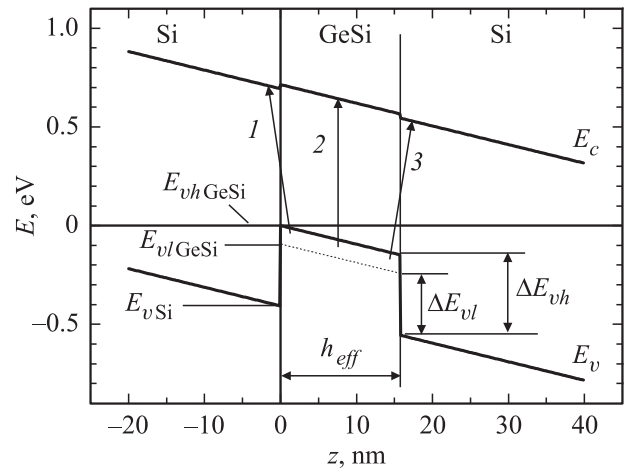


Рис. 4. Модельная зонная диаграмма (300 К) наноструктуры $Ge_{0.56}Si_{0.44}/Si(001)$ в i -области $p-i-n$ -диода при $U_b = -4$ В.

конечными состояниями межзонных оптических переходов в наноструктурах являются электронные состояния вблизи дна зоны проводимости в GeSi (переходы типа 2 на рис. 4) либо в окружающем материале (Si, переходы типа 1 и 3 на рис. 4). Как правило, $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$ являются ГС II рода; при определенных условиях (при достаточно малых значениях x) они могут являться ГС I рода, однако и в этом случае высота потенциального барьера для электронов не превышает десятков мэВ [21]. Поэтому фотовозбужденные электроны в $p-i-n$ -фотодиодах с островками GeSi в i -области в условиях межзонного оптического поглощения в островках беспрепятственно попадают в n^+ -слой, так что фототок лимитируется скоростью эмиссии фотовозбужденных дырок из островков [20]. Эмиссия дырок из наноструктур GeSi может происходить двумя путями: по туннельному и термоактивационному механизмам. Последний механизм, в частности, определяет температурную зависимость ФЧ диодов в области ближнего ИК диапазона.

На рис. 5, a и b приведены зависимости спектров ФЧ фотодиода с 5-слойным массивом наноструктур GeSi соответственно от температуры и напряжения обратного смещения на диоде U_b . Последнее в свою очередь определяет значение напряженности электрического поля в i -области $F \approx (\varphi_k + U_b)/d$, где φ_k — контактная разность потенциалов между p - и n -областями, d — совокупная толщина i -области. На рис. 6, a и b приведены соответственно температурные и полевые зависимости нормированной ФЧ в полосе межзонного поглощения островков GeSi. Там же приведены расчетные зависимости эффективности эмиссии фотовозбужденных дырок из островков GeSi $\eta(T)$ и $\eta(U_b)$, рассчитанные по [20] для случая неквантованных островков с учетом туннельного и термоактивационного механизмов эмиссии. Теория эмиссии фотовозбужденных носителей из наноструктур GeSi/Si(001) [20] основана на подходе, использованном

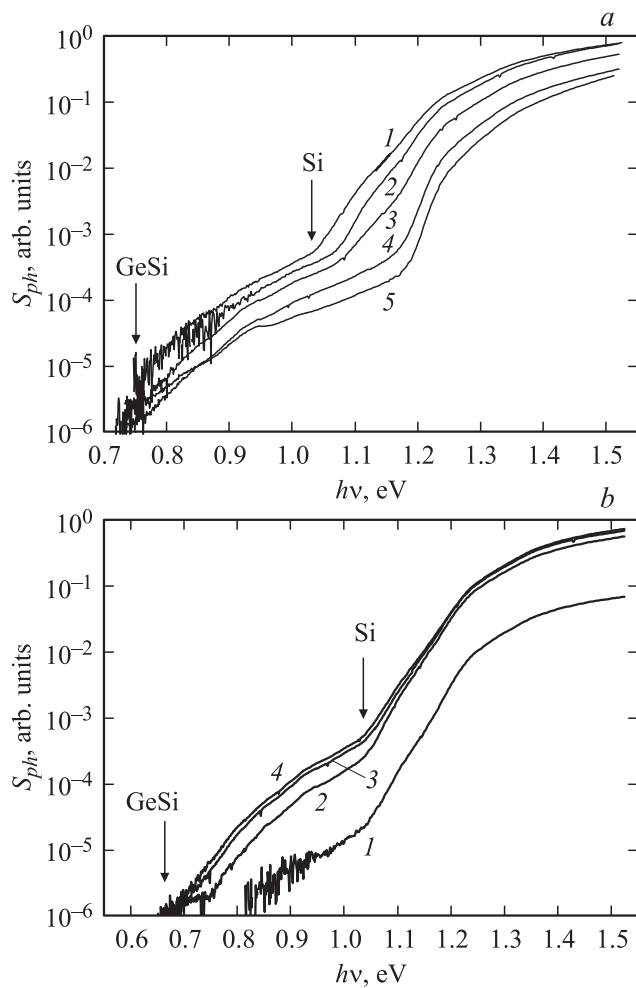


Рис. 5. Температурные (а) и полевые (b) зависимости спектров фоточувствительности фотодиода на базе *p-i-n*-структуры с 5 слоями наностроек GeSi. *T*, К: 1 — 300, 2 — 245, 3 — 200, 4 — 108, 5 — 77 (а); *U_b*, В: 1 — 0,2, 2 — 0, 3 — -0,5, 4 — -1 (b).

в [22] для расчета эффективности эмиссии фотовозбужденных электронов и дырок из квантовых ям (КЯ) AlGaAs/GaAs(001), встроенных в *i*-область *p-i-n*-фотодиода на базе GeAs, в стационарных условиях. В [22] η определяется как отношение скорости эмиссии носителей из КЯ R_e к скорости фотогенерации носителей в КЯ G . В стационарных условиях $G = R_e + R_r$, где R_r — скорость рекомбинации носителей в КЯ. Таким образом,

$$\eta = \frac{R_e}{R_e + R_r}. \quad (2)$$

В условиях линейной рекомбинации $R_r = \Delta n / \tau_r$, где Δn — избыточная концентрация фотовозбужденных носителей в КЯ, τ_r — рекомбинационное время жизни носителей в КЯ, определяемое с учетом всех возможных каналов рекомбинации: как излучательной, так и безызлучательной. Процесс эмиссии фотовозбужденных носителей из КЯ характеризуется в [22] временем жизни

носителей в КЯ относительно эмиссии τ_e , которое вводится как $\tau_e = \Delta n / R_e$, так что (2) может быть записано в виде

$$\eta = \frac{\tau_e^{-1}}{\tau_e^{-1} + \tau_r^{-1}}. \quad (3)$$

Эмиссионное время жизни вычисляется в [22] как $\tau_e = j_e / en_s$, где j_e — плотность тока эмиссии носителей из КЯ, n_s — поверхностная концентрация носителей в КЯ, e — элементарный заряд.

В рамках настоящей работы для вычисления зависимостей $\eta(T, U_b)$ по (3) значения j_e и n_s определялись по формуле, приведенной в работе [20]:

$$j_e(T, U_b) = \frac{e}{2p\hbar} \int_{-\infty}^{E_{v\text{GeSi}}} N(E, T) T(E, U_b) dE, \quad (4)$$

где $E_{v\text{GeSi}}$ — энергия потолка валентной зоны в материале наностроек GeSi (рис. 4),

$$N(E, T) = \frac{mk_B T}{p\hbar^2} \ln \left[\exp \left(\frac{E - E_F}{k_B T} \right) + 1 \right] \quad (5)$$

— поставляющая функция [23], m — эффективная масса дырок в GeSi, k_B — постоянная Больцмана, E — энергия дырок, E_F — квазиуровень Ферми для дырок,

$$T(E, U_b) \approx \left[\frac{4\sqrt{2m_h}(E - E_{v\text{Si}})^{3/2}}{3e\hbar F(U_b)} \right] \quad (6)$$

— коэффициент туннельной прозрачности треугольного барьера для дырок, вычисленный в квазиклассическом приближении, m_h — эффективная масса дырок в Si, $E_{v\text{Si}}$ — энергия вершины треугольного барьера для дырок (энергия потолка валентной зоны в Si при $z = 0$, рис. 4). Приведенная к двумерной средней концентрации дырок в островках

$$n_s = \frac{2(2pmk_B T)^{3/2}}{\hbar^3} \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) \int_0^{h_{eff}} \exp \left(-\frac{eE_z}{k_B T} \right) dz \approx \frac{2(2pm)^{3/2} (k_B T)^{7/2} h_{eff}}{e^2 F^2 \hbar^2} \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right), \quad (7)$$

где h_{eff} — эффективная высота наностроек GeSi, которая вычислялась следующим образом: форма островков аппроксимировалась цилиндром с диаметром основания $\langle D \rangle$ и высотой h_{eff} , так чтобы объем цилиндра равнялся среднему объему островков, определенному из данных АСМ (при этом учитывались конволюционные артефакты [24]). За начало отсчета энергии выбиралось значение $E_{v\text{GeSi}}$ при $z = 0$ (рис. 4). При расчетах учитывалось снятие вырождения подзон легких и тяжелых дырок в материале островков GeSi под действием упругой деформации. Значения разрыва валентной зоны на границе островков GeSi/Si(001) для подзон тяжелых и легких дырок ΔE_{vh} и ΔE_{vl} соответственно при 300 К, рассчитанные по [18], приведены в таблице.

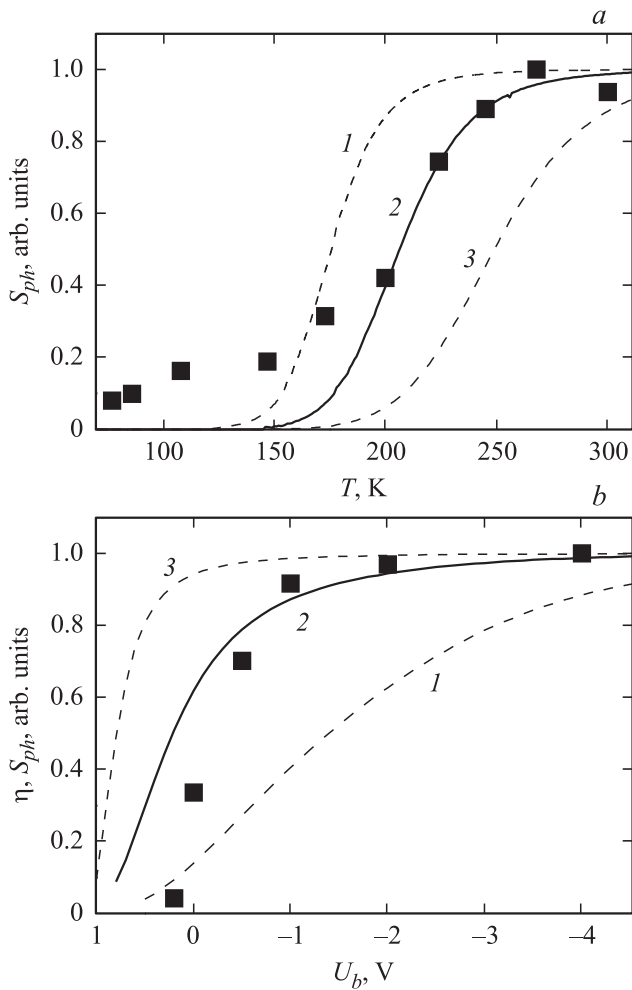


Рис. 6. Температурные (а) и полевые (б) зависимости эффективности эмиссии дырок из наностроек GeSi (линии, расчет) и относительной фоточувствительности фотодиода на базе $p-i-n$ -структуры с 5 слоями наностроек GeSi в спектральном диапазоне $h\nu = 0.7-0.9$ эВ (символы, эксперимент). $U_b = -4$ В (а), $T = 300$ К (б). τ_r , с: 1 — 10^{-5} , 2 — 10^{-6} , 3 — 10^{-7} .

Зависимости $\eta(T)$ и $\eta(U_b)$ (рис. 6, а и б соответственно) имеют пороговый характер: с повышением T и U_b η возрастает и, начиная с некоторых пороговых значений, выходит на насыщение ($\eta \rightarrow 1$). Такой же характер имеют и зависимости ФЧ в полосе межзонного поглощения наностроек GeSi от T и U_b . Это показывает, что зависимость ФЧ от T и U_b определяется скоростью эмиссии дырок из наностроек GeSi. При низких температурах $\tau_r \ll \tau_e$ и $\eta \rightarrow 0$. С повышением температуры эффективность термической эмиссии растет, и при $\tau_r \gg \tau_e$ $\eta \rightarrow 1$. Заметим, что при $U_b = 0$ В и $T = 300$ К ФЧ еще не достигает максимального значения, насыщение зависимости $\eta(U_b)$ происходит при $U_b > 2$ В (рис. 6, б). Данный факт свидетельствует о том, что при $T \sim 300$ К эмиссия дырок из островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ при $x \sim 0.56$ происходит по смешанному туннельному механизму с термическим возбуждением [22], при этом

наибольший вклад в ток эмиссии дырок из островков вносит эмиссия легких дырок, что обусловлено их меньшей эффективной массой и, следовательно, большим коэффициентом туннельной прозрачности (6). Ввиду достаточно высоких значений $\Delta E_{vl} \sim 0.31$ эВ для $x \sim 0.56$ по сравнению с $k_B T \sim 26$ мэВ при 300 К термоактивационный механизм эмиссии оказывается недостаточно эффективным, чтобы обеспечить 100% эмиссию фотовозбужденных дырок из наностроек. С увеличением U_b толщина треугольного барьера уменьшается, его туннельная прозрачность возрастает, и при $\tau_e \ll \tau_r$ $\eta \rightarrow 1$. При положительном смещении на диоде $T(U_b) \rightarrow 0$ $\tau_r \ll \tau_e$ и $\eta \rightarrow 0$ (рис. 6, б). В диодах с островками GeSi, выращенных при $T_g > 600^\circ\text{C}$ ($x < 0.5$), значения ΔE_{vl} не столь велики, и при $T = 300$ К термоактивационный механизм обеспечивает 100% эмиссию дырок из островков уже при $U_b = 0$ В.

Методом подгонки расчетных зависимостей $\eta(T, U_b)$ под экспериментальные, рассматривая τ_r как подгоночный параметр, можно определить значение τ_r в островках [22]. На рис. 6 приведены модельные зависимости $\eta(T, U_b)$, рассчитанные для различных значений τ_r . Наилучшее согласие между расчетными зависимостями $\eta(T, U_b)$ и соответствующими зависимостями нормированной ФЧ в спектральной области межзонного поглощения в островках GeSi отмечается для $\tau_r \sim 10^{-6}$ с. Данное значение согласуется с литературными данными [25]. Расхождение между температурными зависимостями η и ФЧ в области низких температур может быть связано с увеличением значения τ_r с понижением температуры.

4. Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что зависимость фоточувствительности Si $p-i-n$ -фотодиодов с самоформирующимися наностройками GeSi в i -области в спектральной области межзонного оптического поглощения в островках от температуры и приложенного к фотодиоду напряжения смещения определяется соотношением скорости эмиссии фотовозбужденных дырок из наностроек и скорости рекомбинации фотовозбужденных носителей в островках, при этом основной вклад в ток эмиссии вносят легкие дырки. Данное обстоятельство накладывает определенные ограничения на условия функционирования диодов, которые следует учитывать при проектировании фотодетекторов и регистрирующих цепей. В частности, для того чтобы рабочий спектральный диапазон фотодиодов перекрывал коммуникативный диапазон длин волн 1.3–1.6 мкм, необходимо, чтобы островки представляли собой достаточно глубокую потенциальную яму для дырок. С другой стороны, это затрудняет эмиссию фотовозбужденных дырок из островков, в частности, уменьшает фоточувствительность в ближнем ИК диапазоне при низких температурах. Для преодоления указанного ограниче-

ния необходимо эксплуатировать фотодиоды в условиях достаточно больших напряжений обратного смещения, чтобы обеспечить достаточно большие значения электрического поля в i -области для реализации туннельного механизма эмиссии дырок из островков.

Работа выполнена при поддержке проекта ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы (грант № 14.В37.21.0337).

Список литературы

- [1] О.П. Пчеляков, Ю.Б. Болховитянов, А.В. Двуреченский, Л.В. Соколов, А.И. Никифоров, А.И. Якимов, Б. Фойхтлендер. ФТП, **34**, 1281 (2000).
- [2] I. Verbezier, A. Ronda. Surf. Sci. R., **64**, 47 (2009).
- [3] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров, С.В. Чайковский, С.А. Тийс. ФТП, **37**, 1383 (2003).
- [4] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, В.В. Кириченко, Н.П. Степина, А.И. Никифоров, В.В. Ульянов, С.В. Чайковский, В.А. Володин, М.Д. Ефремов, М.С. Сексенбаев, Т.С. Шамирзаев, К.С. Журавлев. ФТП, **38**, 1265 (2004).
- [5] J. Wang, S. Lee. Sensors, **11**, 696 (2011).
- [6] L. Colace, G. Masini, G. Assanto, H.-C. Luan, K. Wada, L.C. Kimerling. Appl. Phys. Lett., **76**, 1231 (2000).
- [7] З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, А.Н. Качемцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, С.В. Оболенский, Д.В. Шенгуров. ФТП, **45**, 230 (2011).
- [8] А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, В.В. Платонов, С.В. Оболенский, Д.Н. Лобанов, З.Ф. Красильник. ФТП, **44**, 346 (2010).
- [9] Д.О. Филатов, М.В. Круглова, М.А. Исаков, С.В. Сипрова, М.О. Марычев, В.Г. Шенгуров, С.П. Светлов, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов. Изв. РАН. Сер. физ., **72**, 267 (2008).
- [10] Д.О. Филатов, М.В. Круглова, М.А. Исаков, С.В. Сипрова, М.О. Марычев, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов. ФТП, **42**, 1116 (2008).
- [11] Т.В. Белоусова, Ю.Г. Садофьев. Электрон. промышленность, **10**, 78 (1990).
- [12] В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов, С.П. Светлов, Д.В. Шенгуров. Вакуумная техника и технология, **21**, 45 (2011).
- [13] D.O. Filatov, M.A. Isakov, V.G. Shengurov, M.O. Marychev, A.V. Nezdakov, A.I. Mashin. *Photoluminescence: Applications, Types and Efficacy* (N.Y., Nova Science, 2012).
- [14] А.И. Машин, А.В. Нежданов, Д.О. Филатов, М.А. Исаков, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов. ФТП, **44**, 1552 (2010).
- [15] X.Z. Liao, J. Zou, D.J.H. Cockayne, J. Qin, Z.M. Jiang, X. Wang, R. Leon. Phys. Rev. B, **60**, 15 605 (1999).
- [16] Г.А. Максимов, З.Ф. Красильник, Д.О. Филатов, М.В. Круглова, С.В. Морозов, Д.Ю. Ремизов, Д.Е. Николичев, В.Г. Шенгуров. ФТТ, **47**, 26 (2005).
- [17] Д.О. Филатов, М.В. Круглова, М.А. Исаков, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков. Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, вып. 2, 40 (2006).
- [18] В.Я. Алешкин, Н.А. Бекин. ФТП, **31**, 171 (1997).
- [19] New Semiconductor Materials Database. <http://www.matprop.ru/>
- [20] Д.О. Филатов, М.В. Круглова, М.А. Исаков, А.П. Горшков, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов. Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, вып. 9, 58 (2009).
- [21] M. ElKurdi, S. Sauvage, G. Fishman. Phys. Rev. B, **73**, 195 327 (2006).
- [22] J. Nelson, M. Paxman, K.W.J. Barnham, J.S. Roberts, C. Button. IEEE J. Quant. Electron., **29**, 1460 (1993).
- [23] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
- [24] А.А. Бухараев, Н.В. Бердунов, Д.В. Овчинников, К.М. Салихов. Микроэлектроника, **26**, 163 (1997).
- [25] B. Julsgaard, P. Balling, J. Lundsgaard Hansen, A. Svane, A. Nylandsted Larsen. Appl. Phys. Lett., **98**, 093 101 (2011).

Редактор А.Н. Смирнов

Photodiodes based on the self-assembled GeSi/Si(001) nanoisland arrays grown by combined Sublimation Molecular Beam Epitaxy of Si and Vapor Phase Epitaxy of Ge

D.O. Filatov*, A.P. Gorshkov⁺, N.S. Volkova⁺, D.V. Guseinov⁺, N.A. Alyabina*, M.M. Ivanova*, V.Yu. Chalkov*, S.A. Denisov*, V.G. Shengurov*

* Physicotechnical Research Institute, Lobachevskii University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia
⁺ Lobachevskii University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia
 • Federal Research-and-Production Center „Measuring Systems Research Institute named after Yu.Ye. Sedakov“, Federal State Unitary Enterprise, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The dependence of the photosensitivity spectra of the photodiodes based on Si $p-i-n$ -structures with single- and multilayered GeSi/Si(001) nanoisland arrays in the i -layer grown by combined Sublimation Molecular Beam Epitaxy of Si and Vapor Phase Epitaxy of Ge on temperature, bias voltage, and the GeSi islands parameters has been studied. The dependence of the photosensitivity spectra in the spectral band of the interband optical absorption in the GeSi nanoislands on temperature and bias voltage has been shown to be determined by the relation of the emission rate of the excess holes from the GeSi nanoislands to the recombination one in the nanoislands. The possibility of determining the hole recombination time in the GeSi islands from the temperature and bias dependences of photosensitivity has been demonstrated.