

# Влияние температуры роста на фотолюминесценцию самоформирующихся островков Ge(Si), заключенных между напряженными слоями Si

© М.В. Шалеев<sup>†</sup>, А.В. Новиков<sup>†\*</sup>, А.Н. Яблонский<sup>†</sup>, О.А. Кузнецов<sup>\*</sup>,  
Ю.Н. Дроздов<sup>†\*</sup>, Д.Н. Лобанов<sup>†</sup>, З.Ф. Красильник<sup>†\*</sup>

<sup>†</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

<sup>\*</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>•</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 29 марта 2007 г. Принята к печати 9 апреля 2007 г.)

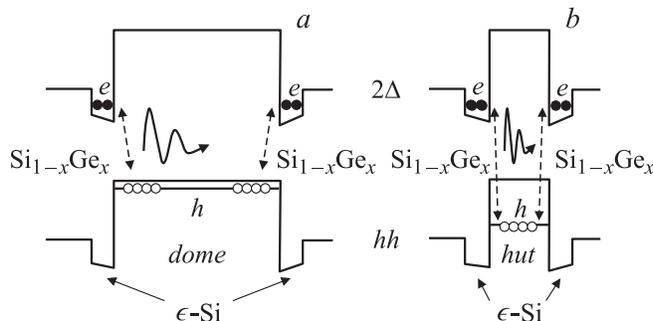
Исследовано влияние температуры роста на фотолюминесценцию структур с островками Ge(Si), выращенными на релаксированных буферных слоях SiGe/Si(001) и заключенных между напряженными Si-слоями. Показано, что при уменьшении температуры роста в интервале 700–630°C пик фотолюминесценции островков смещается в область меньших энергий, что обусловлено увеличением содержания Ge в островках и подавлением размытия напряженных Si-слоев. Обнаруженное смещение пика в область больших энергий при понижении температуры роста с 630 до 600°C связывается с изменением типа островков с *dome* на *hut*, которое происходит в этом интервале температур и сопровождается резким уменьшением средней высоты островков. Большая ширина пика фотолюминесценции *hut*-островков по сравнению с пиком фотолюминесценции *dome*-островков вызвана большим разбросом *hut*-островков по размерам.

PACS: 68.37.Ps, 71.20.Nr, 78.55.Nx, 78.67.Hc, 81.07.Ta, 81.15.Ni

## 1. Введение

Пространственная локализация носителей заряда в низкоразмерных SiGe-гетероструктурах, сформированных на Si-подложках, позволяет как повысить эффективность излучательной рекомбинации в этих структурах, так и уменьшить температурное гашение сигнала люминесценции от них. Однако в SiGe-структурах, выращенных на подложках Si(001), разрыв энергетических зон приходится в основном на валентную зону [1], что позволяет реализовать в таких структурах эффективную пространственную локализацию только дырок. В частности, трехмерная пространственная локализация дырок может быть обеспечена в структурах с самоформирующимися островками Ge(Si) и квантовыми точками, выращенными на подложках Si(001) (далее — островки Ge(Si)/Si). Из-за реализации в структурах с островками Ge(Si)/Si гетероперехода II типа электроны в данном классе структур оказываются слабо локализованными в Si на гетерогранице с островком [2]. Как показали исследования SiGe-гетероструктур нового типа — самоформирующихся островков Ge(Si), выращенных на релаксированных буферных слоях SiGe/Si(001) и заключенных между тонкими напряженными слоями Si ( $\epsilon$ -Si) (далее — островки Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si), в этих структурах возможна эффективная локализация в малой области пространства носителей заряда обоих знаков [3]. Было показано [3,4], что сигнал фотолюминесценции (ФЛ)

от островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si связан с излучательной рекомбинацией дырок, локализованных в островках Ge(Si), и электронов, локализованных в слоях  $\epsilon$ -Si над и под островками (рис. 1, *a*). За счет локализации электронов в тонких слоях  $\epsilon$ -Si на гетерогранице с островками при 77 К удастся добиться значительного увеличения интенсивности сигнала ФЛ от островков в области длин волн 1.55–2.1 мкм [3,4]. Пространственная локализация электронов приводит к росту неопределенности их координаты в *k*-пространстве и соответственно делает более вероятной их излучательную рекомбинацию с дырками без участия фонона. Именно с преобладанием бесфононного пика в спектрах ФЛ (при малых уровнях



**Рис. 1.** Зонные диаграммы для *dome*-(*a*) и *hut*-(*b*) островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si. Штриховыми стрелками показаны непрямые в реальном пространстве оптические переходы. Показано энергетическое положение  $2\Delta$  долин для электронов и зоны тяжелых дырок (*hh*).

<sup>†</sup> E-mail: shaleev@ipm.sci-nnov.ru

возбуждения) структур с островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si связывается значительно меньшей шириной пика ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si по сравнению с пиком ФЛ островков Ge(Si)/Si [4]. Возрастание интенсивности пика ФЛ, соответствующего излучательной рекомбинации носителей заряда без участия фонона, ранее наблюдалось для SiGe-гетероструктур, выращенных на релаксированных буферных слоях SiGe/Si(001) и состоящих из чередующихся тонких напряженных слоев Ge и Si [5]. В подобного рода структурах в малой области пространства реализуется двумерная локализация носителей заряда обоих знаков [5]. Однако в структурах с островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si реализуется трехмерная локализация носителей заряда одного знака (дырок), что является одной из причин меньшего температурного гашения сигнала ФЛ структур с островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si [3,4] по сравнению со структурами, рассмотренными в работе [5].

Для возможного практического использования гетероструктур с самоформирующимися островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si в качестве активной области светоизлучающих и фотоприемных устройств важным параметром является энергетическое положение пика люминесценции структур. Ранее нами было исследовано влияние толщин слоев  $\epsilon$ -Si над и под островками на положение и ширину пика ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, выращенных при фиксированной температуре (650°C) [3,4,6]. Было показано, что параметры сигнала ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si существенно зависят от толщин слоев  $\epsilon$ -Si над и под островками. Однако известно, что размеры, состав и форма островков как Ge(Si)/Si [7,8], так и Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si [9] существенно зависят от температуры роста. Для островков Ge(Si)/Si ранее было показано, что зависимость параметров островков от температуры роста оказывает существенное влияние на положение и ширину пика ФЛ, связанного с островками [10–12]. В данной работе мы представляем результаты исследований влияния температуры роста на ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si.

## 2. Методика эксперимента

Для исследования зависимости сигнала ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si от температуры их формирования была выращена серия структур, в которой температура осаждения Ge варьировалась в диапазоне  $T_g = 600\text{--}700^\circ\text{C}$ . Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на релаксированных буферных слоях SiGe/Si(001) с малой шероховатостью поверхности [13,14]. Более подробно технология роста структур с островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si описана в [9]. Сформированные структуры состояли из ненапряженного буферного слоя SiGe, тонкого слоя  $\epsilon$ -Si (толщиной 2 нм), на котором формировались островки Ge(Si) путем осаждения Ge в количестве, эквивалентном 9–12 монослоям (МС) (1МС  $\approx$  0.136 нм). В структурах для исследований спектров ФЛ островки зарастивались еще одним тонким слоем  $\epsilon$ -Si (2 нм) и покрывным ненапряженным сло-

ем SiGe толщиной 80 нм. Исследования поверхности сформированных структур были выполнены методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в бесконтактном режиме на приборе „Solver PRO“. Рентгенодифракционные исследования были выполнены на двухкристальном дифрактометре „ДРОН-4“. Спектры ФЛ были сняты на фурье-спектрометре BOMEM DA3.36 при температуре 77 К. Для регистрации спектров ФЛ использовались охлаждаемые детекторы на основе Ge и InSb. В качестве возбуждающего излучения использовалось излучение ультрафиолетового He–Cd-лазера (длина волны  $\lambda = 325$  нм, мощность  $P = 2.5$  мВт), которое имеет малую глубину проникновения в SiGe-структуры. При исследовании структур, выращенных на релаксированных буферных слоях SiGe, малая глубина проникновения возбуждающего лазерного излучения позволяет избежать в спектрах ФЛ сигнала от дислокаций из дефектных областей буферного слоя [3,15].

## 3. Результаты и их обсуждение

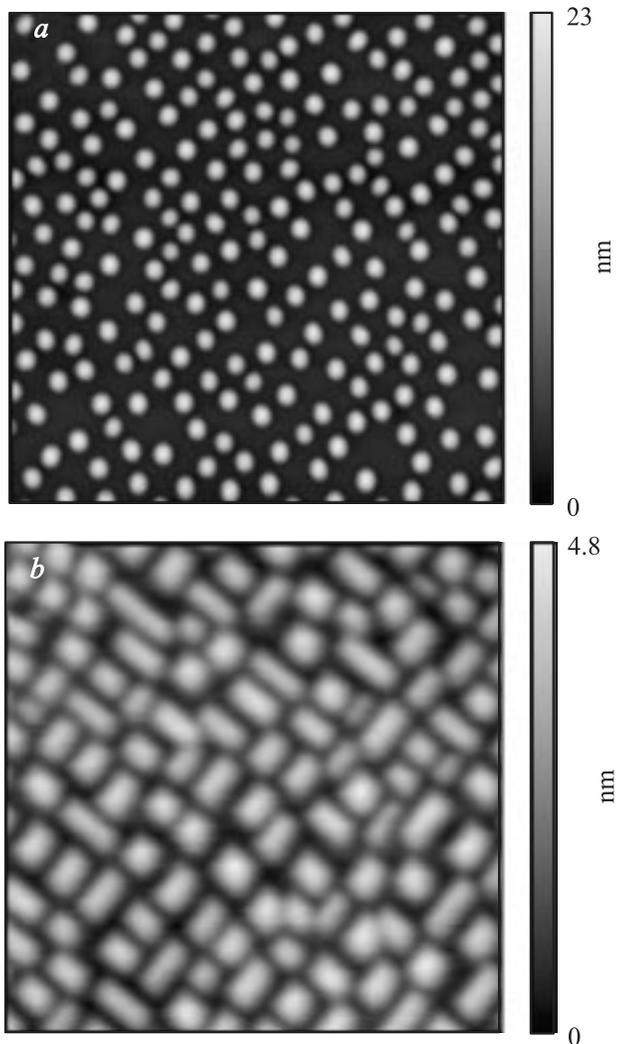
Для интерпретации представляемых в настоящей статье результатов необходимо кратко привести результаты проведенных ранее исследований особенностей роста островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si [3,9]. АСМ-исследования незарастивших островков Ge(Si) на слое  $\epsilon$ -Si показали, что при уменьшении температуры осаждения Ge с 700 до 630°C доминирующим типом островков на поверхности при количестве осажденного Ge, эквивалентном толщине слоя  $d_{\text{Ge}} = 10\text{--}12$  МС, являются *dome*-островки (рис. 2, *a*) [3,9]. Данные по размерам островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, выращенных при различных температурах, приведены в таблице. При уменьшении температуры роста их поверхностная плотность возрастает, а размеры уменьшаются (см. таблицу). Необходимо отметить, что для всех структур с *dome*-островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, сформированными в результате осаждения Ge в количестве  $d_{\text{Ge}} = 10\text{--}12$  МС в интервале температур роста  $T_g = 630\text{--}700^\circ\text{C}$ , наблюдается малый (не превышающий 10%) разброс *dome*-островков по размерам в пределах массива (см. таблицу). Среднее содержание Ge в незарастивших *dome*-островках Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, определенное из рентгенодифракционных исследований с использованием приближения упругонапряженного слоя [16,17], при уменьшении температуры роста с 700 до 630°C увеличивается с  $\sim 70$  до  $\sim 82\%$ . При дальнейшем уменьшении температуры роста в интервале  $T_g = 630\text{--}600^\circ\text{C}$  происходит резкое изменение морфологии поверхности [9] — для структур, сформированных при температурах  $\leq 600^\circ\text{C}$ , на поверхности наблюдается массив *hut*-островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, которые имеют значительно меньшую, чем *dome*-островки, высоту (рис. 2, *b* и таблица). Для формирования массива *hut*-островков требуется несколько меньшее количество осаждаемого Ge ( $d_{\text{Ge}} = 8\text{--}9$  МС), чем для формирования массива *dome*-островков ( $d_{\text{Ge}} = 11\text{--}12$  МС). Осаждение количества Ge

Параметры островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, выращенных при различных температурах

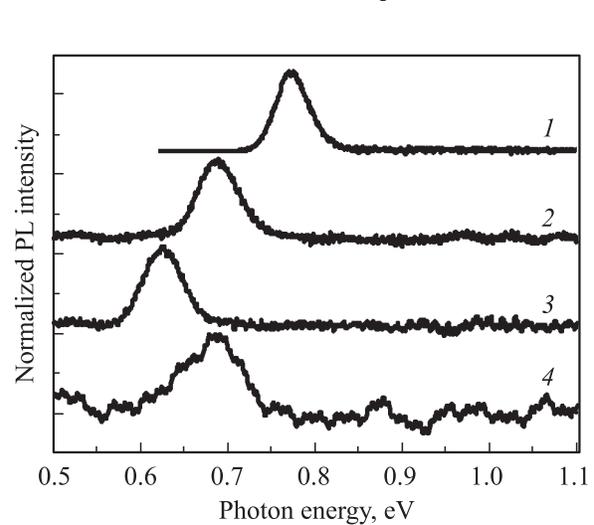
Температура роста, °C	Латеральные размеры, нм	Средняя высота, нм	Разброс по латеральным размерам, %	Разброс по высоте, %	Поверхностная плотность островков, см <sup>-2</sup>
600	20–100	3	> 100	35	$3 \cdot 10^{10}$
630	100	14	6	6	$9 \cdot 10^9$
660	120	18	9	8	$4 \cdot 10^9$
700	135	22	7	5	$1 \cdot 10^9$

больше чем 9 МС при температурах  $\leq 600^\circ\text{C}$  приводит к появлению на поверхности дефектных островков, образование которых происходит за счет коалесценции *hut*-островков с образованием дефектов кристаллической решетки [18]. В таблице приведены значения средней высоты *hut*-островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, сформированных при

$600^\circ\text{C}$ , и их разброс по высоте в пределах массива, полученные в результате обработки АСМ-снимков. Для *hut*-островков, выращенных при температуре  $600^\circ\text{C}$ , разброс составляет  $\sim 35\%$ , что значительно больше аналогичной величины для *dome*-островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si ( $\sim 10\%$ ). Из АСМ-снимков, представленных на рис. 2, видно, что разброс по латеральным размерам *hut*-островков также значительно больше, чем *dome*-островков.



**Рис. 2.** АСМ-снимки поверхности структур с *dome*-островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, выращенными при температуре осаждения Ge  $660^\circ\text{C}$  (а, размер снимка  $2 \times 2$  мкм) и *hut*-островками, выращенными при температуре осаждения Ge  $600^\circ\text{C}$  (b, размер снимка  $500 \times 500$  нм). Масштаб по высоте рельефа различен.

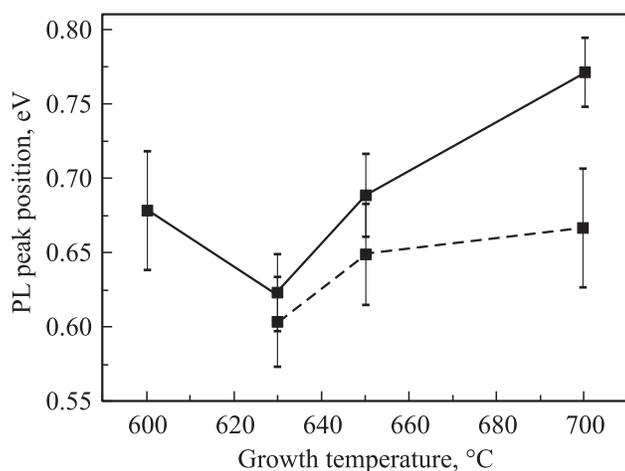


**Рис. 3.** Спектры фотолюминесценции (PL) структур с островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, сформированными при температурах 700 (1), 600 (2), 630 (3) и  $600^\circ\text{C}$  (4). Температура измерений  $77\text{ K}$ .

Зависимость параметров (размеров, формы, состава) островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si от температуры роста, как и в случае островков Ge(Si)/Si [10–12], находит свое отражение в спектрах ФЛ. На рис. 3 представлены спектры ФЛ структур с островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, выращенными при различных температурах. Из спектров видно, что при уменьшении температуры формирования островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si с  $700$  до  $630^\circ\text{C}$  происходит смещение положения пика ФЛ островков в сторону меньших энергий (рис. 3). Одной из причин обнаруженного смещения является то, что при понижении температуры роста, как было отмечено выше, процентное содержание Ge в *dome*-островках увеличивается вследствие подавления диффузии атомов Si в них. При росте доли Ge в островках увеличивается разрыв валентной зоны на гетерогранице слоя  $\epsilon$ -Si с островком, что приводит к

уменьшению энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода (рис. 1, *a*) и, как следствие, к наблюдаемому сдвигу пика ФЛ в сторону меньших энергий (рис. 3). Так как высота *dome*-островков, выращенных в интервале температур 630–700°C, больше 10 нм (см. таблицу), можно пренебречь влиянием эффектов размерного квантования на положения энергетических уровней дырок в них. По оценкам величина размерного квантования энергетического уровня дырок в *dome*-островках наименьшей высоты (выращенных при 630°C) не превышает 5–10 мэВ.

Еще одной возможной причиной смещения положения пика ФЛ *dome*-островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si в сторону меньших энергий при уменьшении температуры  $T_g$  может являться подавление размытия тонких слоев  $\epsilon$ -Si под и над островками. Диффузионное размытие слоев  $\epsilon$ -Si под и над островками, величина которого зависит от температуры, приводит к уменьшению их реальной толщины, в результате чего уровни размерного квантования электронов в них смещаются к дну зоны проводимости SiGe-слоев (рис. 1, *a*). Одним из следствий такого изменения положения энергетических уровней электронов в слоях  $\epsilon$ -Si будет увеличение энергии излучательной рекомбинации этих электронов с дырками в островках Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si. С целью установления влияния размытия слоев  $\epsilon$ -Si на положение пика ФЛ островков в диапазоне температур осаждения Ge  $T_g = 630$ –700°C была выращена серия структур с большей толщиной слоев  $\epsilon$ -Si под и над островками (3 нм). Для данной серии структур при уменьшении температуры роста с 700 до 630°C наблюдается смещение положения пика ФЛ в область меньших энергий на величину 70–75 мэВ (рис. 4), что примерно в 2 раза меньше аналогичного смещения для структур со слоями  $\epsilon$ -Si толщиной 2 нм (145–150 мэВ)



**Рис. 4.** Зависимости положения пика фотолюминесценции (PL) структур с островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si от температуры роста. Толщины слоев  $\epsilon$ -Si над и под островками 2 нм (сплошная линия) и 3 нм (штриховая). Длина вертикальной линии для каждой точки соответствует ширине пика ФЛ на его полувысоте.

(рис. 3 и 4). Более слабая зависимость положения пика ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si от температуры роста для структур со слоями  $\epsilon$ -Si толщиной 3 нм связана с тем, что диффузионное размытие более толстых слоев  $\epsilon$ -Si (3 нм) на ту же величину, что и слоев  $\epsilon$ -Si меньшей толщины (2 нм), приводит к меньшему относительному изменению ширины ямы для электронов и, следовательно, к меньшему изменению положения уровня размерного квантования электронов в них.

При понижении температуры роста с 630 до 600°C было обнаружено смещение пика ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si в сторону больших энергий (рис. 3 и 4). Ранее подобное смещение пика ФЛ островков в сторону больших энергий при понижении температуры роста с 600 до 550°C наблюдалось в структурах с островками Ge(Si)/Si [10]. Как и в случае ФЛ островков Ge(Si)/Si [10], мы связываем обнаруженное смещение пика ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si в сторону больших энергий с резким изменением морфологии поверхности (переход от *dome*-островков к *hut*-островкам), которое в случае островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si происходит в интервале температур роста 600–630°C [3,9]. Переход от *dome*-островков к *hut*-островкам сопровождается скачкообразным уменьшением средней высоты островков: с  $\sim 14$  нм для *dome*-островков, сформированных при 630°C, до 2–3 нм для *hut*-островков, выращенных при 600°C (см. рис. 2 и таблицу) [9]. Из-за значительного уменьшения высоты островков в структурах с *hut*-островками Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si становятся существенными квантово-размерные эффекты не только для электронов в тонких слоях  $\epsilon$ -Si, но и для дырок, локализованных в островках. В результате квантово-размерных эффектов энергетические уровни дырок в *hut*-островках выталкиваются к потолку валентной зоны напряженного кремния (рис. 1, *b*), что приводит к увеличению энергии непрямого в реальном пространстве оптического перехода и наблюдаемому смещению пика ФЛ в область больших энергий (рис. 3 и 4). Обсуждение возможных причин различия диапазона температур роста, в котором происходит переход *dome*–*hut* в случаях роста островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si и Ge(Si)/Si, приведено в работе, посвященной исследованиям особенностей роста островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si [9].

Из представленной на рис. 4 зависимости положения и ширины пика ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si (с толщинами слоев  $\epsilon$ -Si над и под островками 2 нм) от температуры их формирования видно, что ширина пика ФЛ островков также зависит от температуры роста. Для островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si, сформированных в интервале температур 630–700°C, когда на поверхности формируется массив *dome*-островков с малым разбросом по размерам (< 10%) (рис. 2, *a* и таблица), ширина пика ФЛ на его полувысоте составляет 45–55 мэВ (рис. 4). Для структур с *hut*-островками, сформированными при 600°C, ширина пика ФЛ от островков значительно больше и составляет величину 80 мэВ (рис. 4). Увеличение ширины пика ФЛ *hut*-островков связывается с большим разбросом по размерам по сравнению с *dome*-островками (рис. 2 и та-

блицы), что с учетом малого значения средней высоты *hut*-островков приводит к значительному разбросу положения уровней размерного квантования дырок в них.

Как уже обсуждалось выше, из-за локализации электронов в тонких слоях  $\epsilon$ -Si в сигнале ФЛ *dome*-островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si доминирует линия ФЛ, связанная с излучательной рекомбинацией без участия фононов. В то же время в широком пике ФЛ островков Ge(Si)/Si, как правило, присутствует несколько перекрывающихся линий ФЛ, связанных с излучательной рекомбинацией носителей заряда в островках без участия фононов и с участием различных фононов [19–21]. Данные обстоятельства приводят к тому, что ширина линии ФЛ *dome*-островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si при малых уровнях возбуждения оказывается значительно меньше ширины пика ФЛ островков Ge(Si)/Si. Вследствие меньшей ширины линии ФЛ наблюдаемые для островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si смещения положения пика ФЛ при изменении температуры роста оказываются больше ширины линий (рис. 3 и 4). Полученная для островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si зависимость положения пика ФЛ от температуры формирования островков может являться подтверждением наблюдаемой ранее аналогичной зависимости для островков Ge(Si)/Si [10], для которых ширина наблюдаемого пика ФЛ была сравнима со смещениями положения пика при изменении температуры роста.

#### 4. Заключение

В работе исследована зависимость положения и ширины пика ФЛ, связанного с островками Ge(Si), встроенными в напряженный Si-слой, от температуры их роста. Показано, что смещение положения пика ФЛ в область меньших энергий при понижении температуры роста островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si в интервале 700–630°C связано с увеличением содержания Ge в *dome*-островках и подавлением размытия слоев  $\epsilon$ -Si под и над островками. Обнаруженное смещение положения пика ФЛ островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si в область больших энергий при понижении температуры роста с 630 до 600°C вызвано сменой типа островков с *dome* на *hut*, происходящей в этом интервале температур и сопровождающейся резким уменьшением средней высоты островков. Выявленное увеличение ширины линии ФЛ *hut*-островков Ge(Si)/ $\epsilon$ -Si по сравнению с пиком ФЛ *dome*-островков обусловлено большим разбросом *hut*-островков по размерам.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17336-а), Рособразования (проект РНП.2.1.1.1370) и программ Российской академии наук.

#### Список литературы

- [1] C.G. Van de Walle, R.M. Martin. Phys. Rev. B, **34**, 5621 (1986).
- [2] O.G. Schmidt, K. Eberl, Y. Rau. Phys. Rev. B, **62**, 16 715 (2000).

- [3] M.V. Shaleev, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, Y.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik, O.A. Kuznetsov. App. Phys. Lett., **88**, 011 914 (2006).
- [4] A.V. Novikov, M.V. Shaleev, A.N. Yablonskiy, O.A. Kuznetsov, Yu.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z.E. Krasilnik. Semicond. Sci. Technol., **22**, S29 (2007).
- [5] N. Usami, F. Issiki, D.K. Nayak, Y. Shiraki, S. Fukatsu. Appl. Phys. Lett., **67** (4), 524 (1995).
- [6] М.В. Шалеев, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, О.А. Кузнецов, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник. ФТП, **47** (2), 172 (2007).
- [7] G. Capellini, M. De Seta, F. Evangelisti. Appl. Phys. Lett., **78** (3), 303 (2001).
- [8] O.G. Schmidt, C. Lange, K. Eberl. Phys. Status Solidi B, **215**, 319 (1999).
- [9] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, О.А. Кузнецов, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев. ФТП, **40** (2), 235 (2006).
- [10] Н.В. Востоков, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, А.Н. Яблонский. ФТТ, **46** (1), 63 (2004).
- [11] M.W. Dashiell, U. Denker, C. Müller, G. Costantini, C. Manzano, K. Kern, O.G. Schmidt. Appl. Phys. Lett., **80** (7), 1279 (2002).
- [12] V. Yam, Vinh Le Thanh, Y. Zheng, P. Boucaud, D. Bouchier. Phys. Rev. B, **63**, 033 313 (2001).
- [13] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, О.А. Кузнецов, А.В. Новиков, В.А. Перевощиков, М.В. Шалеев. Микроэлектроника, **34** (4), 1 (2005).
- [14] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, О.А. Кузнецов, А.В. Новиков, В.А. Перевощиков, М.В. Шалеев. ФТТ, **47** (1), 44 (2005).
- [15] N. Usami, K. Leo, Y. Shiraki. J. Appl. Phys., **85** (4), 2363 (1999).
- [16] N.V. Vostokov, I.V. Dolgov, Yu.N. Drozdov, Z.F. Krasil'nik, D.N. Lobanov, L.D. Moldavskaya, A.V. Novikov, V.V. Postnikov, D.O. Filatov. J. Cryst. Growth, **209**, 302 (2000).
- [17] A. Hesse, J. Stangl, V. Holý, T. Roch, G. Bauer, O.G. Schmidh, U. Denker, B. Struth. Phys. Rev. B, **66**, 085 321 (2002).
- [18] M. Hammar, F.K. LeGoues, J. Tersoff, M.C. Reuter, R.M. Tromp. Surf. Sci., **349**, 129 (1996).
- [19] M. Goryll, L. Vescan, H. Lüth. Mater. Sci. Engin. B, **69–70**, 251 (2000).
- [20] Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, А.Н. Яблонский. ФТП, **40** (3), 343 (2006).
- [21] C.M. Wei, T.T. Chen, Y.F. Chen, Y.N. Peng, C.H. Kuan. Appl. Phys. Lett., **90**, 061 912 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

## Effect of growth temperature on photoluminescence properties of Ge(Si) self-assembled islands embedded between tensile-strained Si layers

M.V. Shaleev<sup>+</sup>, A.V. Novikov<sup>+\*</sup>, A.N. Yablonskiy<sup>+</sup>,  
O.A. Kuznetsov<sup>•</sup>, Yu.N. Drozdov<sup>+\*</sup>, D.N. Lobanov<sup>+</sup>,  
Z.F. Krasilnik<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup> Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950, GSP-105, Nizhny Novgorod, Russia

<sup>\*</sup> Nizhny Novgorod State University,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>•</sup> Physico-Technical Research Institute  
of Nizhny Novgorod State University,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Effect of growth temperature ( $T_g$ ) on photoluminescence of Ge(Si) self-assembled islands grown on relaxed SiGe/Si(001) buffer and embedded between tensile-strained Si layers has been studied. The observed shift of the photoluminescence peak from *dome*-islands towards lower energies with a decrease of  $T_g$  from 700 to 630°C is associated with an increase of Ge content in the islands and with suppression of smearing of the strained Si layers. The revealed blue shift of the islands-related photoluminescence peak with decreasing of  $T_g$  from 630 to 600°C is associated with change of the type of growing islands from *dome* to *hut*, which is accompanied by a dramatic decrease in the height of the islands. The larger width of the photoluminescence peak from *hut*-islands in comparison with *dome*-islands is due to the larger size dispersion of *hut*-islands.