

# Люминесцентный отклик GeSi структур, выращенных из ионно-молекулярных пучков, в зависимости от мощности лазерного возбуждения

© Ж.В. Смагина<sup>1</sup>, В.А. Зиновьев<sup>1</sup>, А.Ф. Зиновьева<sup>1,2</sup>, П.Л. Новиков<sup>1,2</sup>,  
А.В. Двуреченский<sup>1,2</sup>, А.В. Мудрый<sup>3</sup>, О.М. Бородавченко<sup>3</sup>, В.Д. Живулько<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> ГНПО „Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению“, 220072 Минск, Беларусь

E-mail: smagina@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию

В окончательной редакции

Принята к публикации

Исследовано влияние мощности лазерного возбуждения на люминесцентные свойства Ge/Si структур с квантовыми точками, созданными молекулярно-лучевой эпитаксией при облучении ионами Ge<sup>+</sup> с энергией 2 кэВ. При увеличении мощности в спектрах фотолюминесценции структур, выращенных без ионного облучения, наблюдается смещение пика излучения GeSi квантовых точек на ~ 10 мэВ. Тогда как для структур, созданных в условиях ионного облучения, положение пика остается неизменным, что обусловлено появлением эффективного канала излучательной рекомбинации через дефекты, созданные ионным облучением в GeSi квантовых точках. Получено, что зависимость интенсивности фотолюминесценции от мощности лазерного возбуждения для ионно-модифицированных структур становится линейной выше пороговой мощности ~ 35 Вт/см<sup>2</sup>, что является характерным признаком наличия прямых оптических переходов.

**Ключевые слова:** квантовые точки, германий, кремний, эпитаксия, ионное облучение, фотолюминесценция.

DOI: 10.61011/FTP.2026.01.62899.9045

## 1. Введение

В настоящее время основное внимание в фундаментальных исследованиях и разработке технологии полупроводниковых материалов для микро- и нанoeлектроники концентрируется в области наноструктурированных систем на платформе кремниевой технологии [1–4]. Одним из основных перспективных направлений является интегральная фотоника на основе кремния, характеризующаяся широкой областью потенциальных приложений, начиная от создания электронных приборов, телекоммуникаций и заканчивая оптическими квантовыми системами [5–10]. Главная проблема в создании высокоэффективных источников излучения на основе кремния связана с его непрямозонной структурой, приводящей к низкой вероятности излучательной рекомбинации. Среди множества предложений по решению этой проблемы выделяется идея использования гетеросистемы Ge/Si с квантовыми точками (КТ) [11–13]. Эта система естественным образом встраивается в кремниевые производственные циклы, а за счет неопределенности по импульсу должна возрастать вероятность излучательной рекомбинации. Однако проведенные исследования показали, что эпитаксиальные структуры с GeSi КТ не дают заметного выигрыша в скорости излучательной рекомбинации. На сегодняшний день в качестве одного из путей решения этой проблемы рассматривается применение

ионного облучения в процессе формирования квантовых точек [5,6,14–21]. Прямо во время эпитаксиального роста квантовых точек предложено проводить воздействие ионами германия. Перспективность подхода была подтверждена недавними экспериментами по исследованию люминесцентных свойств структур с квантовыми точками, модифицированными ионным облучением в процессе роста [5,6,15–18]. Также в пользу использования ионного облучения свидетельствуют эксперименты по созданию GeSi наноструктур, содержащих кластеры оптически активных дефектов [22], с помощью ионной имплантации германия в кремний и последующего термического отжига. Такие структуры продемонстрировали высокую термическую стабильность фотолюминесценции (ФЛ) по сравнению с эпитаксиальными структурами с GeSi КТ, созданными без ионного облучения. Похожие структуры с GeSi КТ были созданы в университете Линца [5,6,16,17] с помощью ионного облучения в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Авторы указанных работ предположили, что созданные структуры с GeSi КТ содержат в себе точечные дефекты межузельного типа ([110]-расщепленные междоузлия [6]), которые обеспечивают прямые межзонные оптические переходы и, соответственно, высокую эффективность излучательной рекомбинации. При использовании GeSi КТ с дефектами в качестве оптически активной среды, встроенной в кремниевый дисковый микрорезонатор,

авторы продемонстрировали эффект лазерной генерации [5]. Несмотря на значительное количество работ по созданию светоизлучающих GeSi наноструктур с использованием ионного облучения [5,6,16–18,22], остаются открытыми вопросы, связанные с пониманием механизмов излучательной рекомбинации в таких структурах.

В данной работе детально исследована зависимость интенсивности фотолюминесценции от мощности лазерного возбуждения для структур с GeSi КТ, выращенных из ионно-молекулярных пучков. Полученные результаты свидетельствуют в пользу увеличения скорости излучательной рекомбинации за счет прямых межзонных оптических переходов с участием дефектов, созданных ионным облучением.

## 2. Методы и детали эксперимента

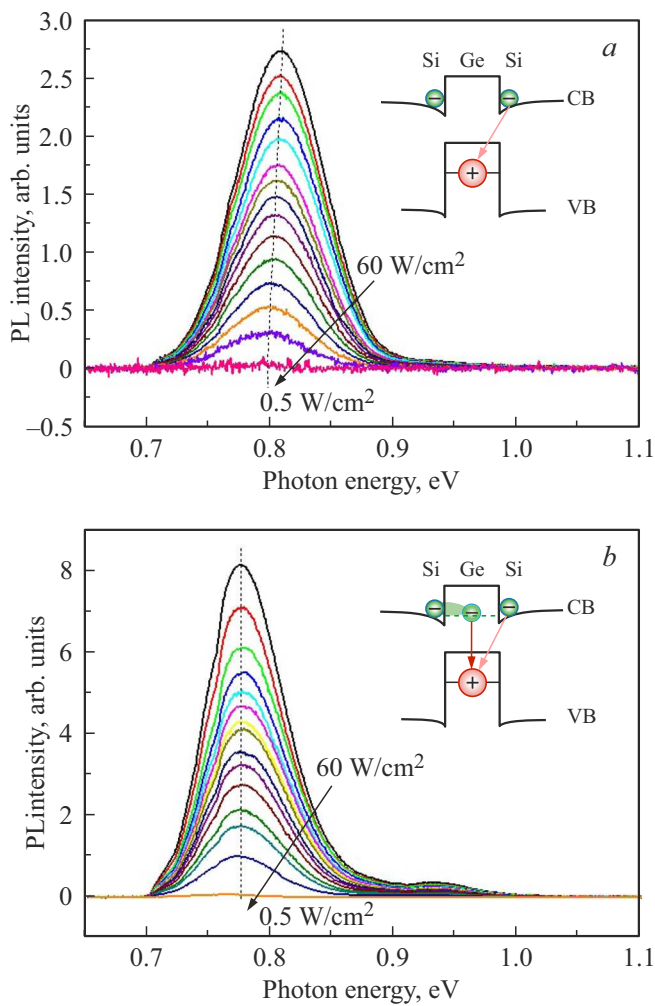
Рост структур с GeSi КТ на подложках Si(100) с ионным облучением и без него проводился в установке молекулярно-лучевой эпитаксии SIVA-21 фирмы Riber. Подложки Si(100) загружались в камеру установки после стандартной процедуры химической очистки. Завершением процедуры очистки поверхности подложки являлось удаление защитного слоя SiO<sub>2</sub> при температуре 750 °С в слабом потоке кремния. Далее на подложку осаждался буферный слой Si (~ 100 нм) при постепенном повышении температуры роста от 500 до 600 °С. На поверхности буферного слоя выращивалась многослойная структура, состоящая из 10 слоев GeSi КТ, закрытых кремнием. Стек из КТ формировался последовательным осаждением слоев германия (каждый слой толщиной ~ 0.8 нм) при температуре 500 °С, чередующихся со слоями кремния толщиной ~ 15 нм. Рост прослоек кремния проводился при температуре, которую постепенно поднимали от 500 до 600 °С. Последний, закрывающий слой кремния составлял 40 нм. В качестве источников кремния и германия использовались электронно-лучевые испарители, что обеспечивало частичную ионизацию потоков атомов, вылетающих из мишеней. Коэффициент ионизации составлял ~ 3 · 10<sup>-4</sup>, что определяется параметрами используемых электронно-лучевых испарителей. Было создано две структуры, в одной из которых (структура 1) на этапе осаждения германия к подложке прикладывался ускоряющий потенциал, обеспечивающий энергию ионов германия  $E \approx 2$  кэВ, а в другой (структура 2) осаждение германия проводилось без приложения потенциала. Такой подход позволил реализовать облучение ионами германия в процессе формирования квантовых точек. Методика роста структур подробно описана в работе [18]. Выбор энергии ионов был обусловлен двумя факторами. При энергии 2 кэВ проективный пробег ионов германия составляет ~ 5 нм, что как раз подходит для генерации дефектов в приповерхностном слое. Также мы учли результаты работы [6], где была исследована зависимость эффекта усиления ФЛ от энергии ионов германия. Согласно этим данным, максимальный эффект наблюдался в диапазоне энергий 1.5–2 кэВ.

Морфология поверхности сформированных структур исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Исследования фотолюминесценции (ФЛ) наноструктур Ge/Si проводились на спектроскопическом комплексе на базе дифракционного монохроматора МДР-23У, обеспечивающего обратную линейную дисперсию 26 Å/мм. В качестве источника возбуждающего излучения использовался твердотельный лазер, работающий на длине волны 405 нм. Оптические сигналы детектировались охлаждаемым до температуры ~ 80 К Ge *p-i-n*-детектором типа EO-817Н. Измерения проводились при 78 К с использованием специального оптического криостата модели ARS CS202E-DMX. Уровень лазерной накачки изменялся в диапазоне от 0.5 до 60 Вт/см<sup>2</sup>.

Моделирование формирования дефектов в гетероструктуре Ge/Si при облучении ионами германия проводилось методом молекулярной динамики (МД) [19]. Модельная структура включала в себя 30 монослоев кремния, расположенных в плоскости (100), покрытых 8 монослоями германия. Атомы поверхностного монослоя были искусственно выстроены в димерные ряды, соответствующие сверхструктуре поверхности (001)-2 × 1. Латеральные размеры структуры составляли 17.4 × 17.4 нм<sup>2</sup>. В плоскости подложки на структуру были наложены периодические граничные условия. Взаимодействие между атомами задавалось эмпирическим потенциалом Терсоффа [23]. Для получения начальной равновесной конфигурации система проходила через процедуру релаксации. В течение 2 пикосекунд температура поднималась с 10 до 773 К, и для нагреваемой системы решалась динамическая задача, в ходе которой атомы гетеросистемы занимали равновесные положения. Для имитации ионного воздействия к системе на высоте 10 нм добавлялся атом Ge с начальной скоростью, направленной вертикально к подложке, соответствующей кинетической энергии 2 кэВ.

## 3. Результаты эксперимента и обсуждение

Согласно данным АСМ, трехмерные островки германия имели форму *hut*-кластеров с высотой  $h \approx 2-2.5$  нм и латеральными размерами  $L_1 \approx 20-25$  нм и  $L_2 \approx 40-50$  нм. Плотность островков в структурах, созданных в условиях ионного облучения, была в ~ 1.2 раза выше по сравнению со структурами, выращенными без использования ионного облучения, и составила ~ 1.2 · 10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>. Полученные результаты согласуются с данными работ [20,21], в которых использовалось импульсное ионное облучение в процессе МЛЭ. В указанных работах было показано, что облучение ионами Ge<sup>+</sup> в процессе эпитаксии Ge на Si приводит к увеличению плотности трехмерных островков, уменьшению их размеров и разброса по размерам. Была выдвинута гипотеза, что дефекты межузельного типа, формируемые вблизи поверхности ионным облучением, создают центры преимущественного зарождения островков.



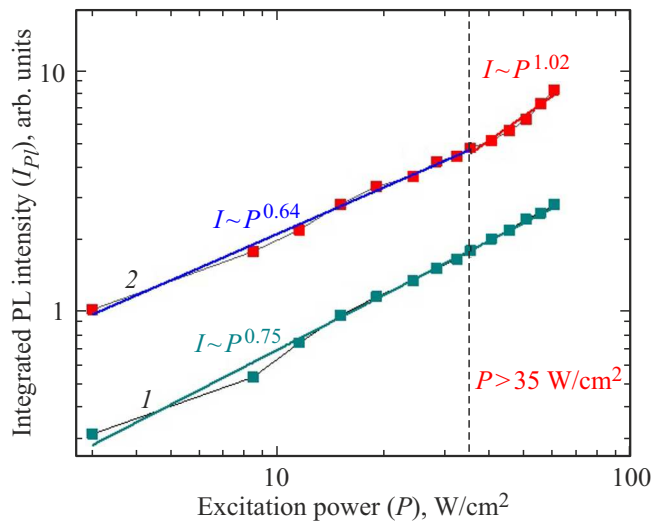
**Рис. 1.** Спектры ФЛ при различных мощностях лазерной накачки: *a* — МЛЭ; *b* — МЛЭ с облучением ионами Ge<sup>+</sup> с энергией ~ 2 кэВ. На вставках к рисунку показаны зонные диаграммы с оптическими переходами в GeSi квантовой точке с дефектом (см. вставку на рис. 1, *b*) и без дефекта (см. вставку на рис. 1, *a*). Спектры измерены при 78 К.

Влияние ионного облучения прослеживается не только в изменениях морфологии поверхности, но и в люминесцентных свойствах исследуемых структур. На рис. 1 показаны спектры ФЛ в зависимости от мощности возбуждающего лазерного излучения ( $P$ ), измеренные при температуре 78 К для структур с GeSi КТ, созданных методом МЛЭ с использованием ионного облучения (рис. 1, *b*, структура 2) и без него (рис. 1, *a*, структура 1). Для обоих случаев наблюдаются широкие полосы ФЛ в спектральной области 0.7–0.9 эВ, связанные с излучением КТ. Результаты измерений показали, что интенсивность полосы ФЛ для структуры 2 в ~ 3 раза выше интенсивности полосы для структуры 1 при всех мощностях лазерной накачки. При  $P = 0.5 \text{ Вт/см}^2$  максимумы спектрального положения пиков ФЛ находятся при 0.8 и 0.775 эВ для структуры 1 и структуры 2 соответственно. Для структур, выращенных без ионного облу-

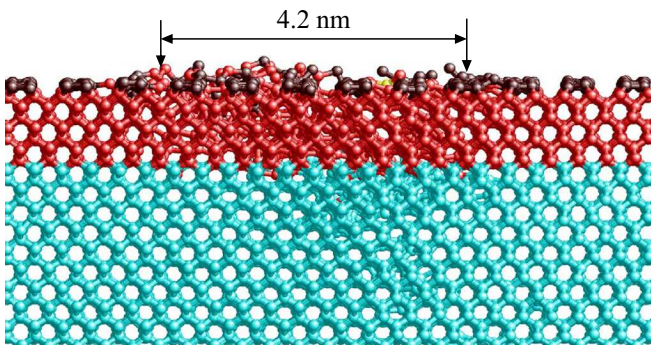
чения, положение максимума интенсивности излучения смещается в сторону больших энергий с увеличением уровня лазерной накачки от 0.5 до 60 Вт/см<sup>2</sup> (рис. 1, *a*). Величина смещения составляет 10 мэВ. Тогда как для структур с КТ, созданных в условиях ионного облучения, положение максимума интенсивности излучения при 0.775 эВ остается неизменным (рис. 1, *b*). Отсутствие смещения пика ФЛ при увеличении мощности накачки характерно для прямозонных квантовых точек I типа (при локализации носителей заряда по одну сторону от гетерограницы) [24]. Это обусловлено высоким темпом излучательной рекомбинации носителей заряда через уровни в квантовых точках. В непрямозонных квантовых точках (и в прямозонных квантовых точках II типа с локализацией носителей заряда по разные стороны гетерограницы), как правило, наблюдается смещение пика ФЛ [24,25], что обусловлено более низким темпом рекомбинации и, как следствие, накоплением заряда в квантовых точках. Из-за кулоновского взаимодействия энергетические уровни смещаются, и энергия оптических переходов увеличивается. В наших экспериментах GeSi КТ, выращенные в условиях ионного облучения, содержат дефекты, обеспечивающие прямые в  $k$ -пространстве оптические переходы с высоким темпом излучательной рекомбинации. Электрон захватывается на уровень дефекта и рекомбинирует с дыркой в КТ. Накопления заряда в КТ в этом случае не происходит и пик ФЛ не смещается. Также отметим, что для облученной структуры в спектрах ФЛ (рис. 1) наблюдается дополнительная полоса в области энергии ~ 0.932 эВ, которая, как было отмечено в работе [22], исчезает при температурах > 125 К. Наличие данной полосы в спектрах ФЛ можно связать с формированием дефектов типа {113} [22,26–29].

Для выяснения механизмов излучательной рекомбинации в исследуемых структурах был проведен анализ зависимости интегральной интенсивности ФЛ ( $I_{PL}$ ) от мощности возбуждающего лазерного излучения  $P$ . Для этого экспериментальная зависимость аппроксимировалась степенной функцией  $I_{PL}(P) \sim P^m$ . Из рис. 2 видно, что при малых уровнях накачки ( $P < 35 \text{ Вт/см}^2$ ) для обеих структур имеет место сублинейная зависимость интегральной интенсивности ФЛ от мощности ( $m \approx 0.7$ ), которая характерна для GeSi КТ [30–33]. При больших уровнях накачки ( $P \geq 35 \text{ Вт/см}^2$ ) для структуры 2 зависимость от мощности становится практически линейной ( $m \approx 1.02$ ), что характерно для квантовых точек I типа, созданных на основе прямозонных полупроводников [34].

Для объяснения полученных результатов нужно учесть, что не все GeSi КТ содержат оптически активные дефекты, созданные ионным облучением, а только их относительно малая часть. Коэффициент ионизации пучка германия очень мал  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$  [5]. За время роста одного слоя квантовых точек он обеспечивает дозу облучения  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Простые оценки показывают, что при такой дозе облучения и температуре  $T = 500^\circ \text{C}$  и энергии ионов германия ~ 2 кэВ в слое квантовых



**Рис. 2.** Зависимость интегральной интенсивности ФЛ GeSi КТ от мощности лазерного возбуждения для структур, полученных методом МЛЭ: 1 — без облучения, 2 — с одновременным облучением ионами  $\text{Ge}^+$  с энергией  $\sim 2$  кэВ.



**Рис. 3.** Результаты расчета методом МД атомной конфигурации для Ge/Si гетероструктуры через 20 пс после воздействия ионом Ge с энергией 2 кэВ. Температура мишени —  $500^\circ\text{C}$ . Красный цвет соответствует атомам германия, голубой цвет — атомам кремния, коричневый — атомам димеров германия, желтый — ион германия. Стрелками указан характерный размер каскада дефектов, индуцированных ударом иона германия.

точек могут образоваться  $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$  стабильных дефектов типа расщепленных междуузлий. Такая низкая плотность обусловлена малой вероятностью образования стабильной конфигурации данного типа дефекта. Согласно расчетам методом МД, характерный объем каскада дефектов (рис. 3), создаваемых одним ионом германия, составляет  $V_c \approx 4 \times 4 \times 0.8 \text{ нм}^3$  (здесь учтена эффективная толщина слоя германия с квантовыми точками  $h \approx 0.8 \text{ нм}$ ). При этом, согласно формуле Кинчина–Пиза  $N = 0.8E/2E_d$  [35,36], каждый ион германия с энергией  $E = 2$  кэВ производит  $N \sim 50$  пар Френкеля (пороговая энергия дефектообразования  $E_d \approx 15\text{--}20$  эВ [37]). Поскольку проективный пробег для ионов такой энергии составляет  $R_p \approx 5 \text{ нм}$  (расчеты с помощью TRIM [36]),

количество междуузлий в слое германия в расчете на один ион можно оценить как  $n = h/R_p \cdot N \sim 10$ . Эффективно на одну пару Френкеля приходится объем  $V_i = V_c/n$ . Для образования расщепленного междуузлия необходимым условием является обнаружение двух междуузлий на расстоянии  $l \approx 0.25 \text{ нм}$  (характерный размер этого дефекта) [38]. Вероятность этого события можно оценить как  $W_0 \approx l^3/V_i$ . Необходимо также учесть корреляции в направлении движения междуузлий, что даст понижение вероятности примерно на порядок, что в итоге дает верхнюю границу вероятности формирования стабильной конфигурации расщепленного междуузлия  $W \sim 0.1 \cdot W_0 \sim 10^{-3}$ .

Поскольку структура формируется при температуре  $500\text{--}600^\circ\text{C}$ , происходит частичный отжиг дефектов, созданных ионным облучением. Согласно расчетам методом МД [39], это приводит к уменьшению концентрации дефектов в  $\sim 4\text{--}5$  раз в рассматриваемом диапазоне температур. В итоге вероятность образования стабильной конфигурации расщепленного междуузлия  $\sim 10^{-4}$ . А именно при дозе облучения  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$  один слой квантовых точек содержит  $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$  дефектов типа расщепленного междуузлия. Поскольку плотность сформированных квантовых точек  $N_{\text{QD}} \sim 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , при условии более-менее равномерного распределения дефектов по слою, можно предположить, что только одна из тысячи квантовых точек содержит оптически активный дефект. При небольшой мощности лазерного возбуждения оптические переходы идут в основном через бездефектные квантовые точки, что обеспечивает показатель степени  $m \approx 0.7$  в мощностной зависимости (рис. 2). Но при увеличении мощности накачки степень заполнения квантовых точек растет, поскольку носители заряда в квантовых точках, не содержащих оптически активных дефектов, не успевают рекомбинировать, и происходит накопление носителей. При некоторой критической мощности накачки бездефектные квантовые точки уже не могут принять вновь поступающие фотодырки и фотоэлектроны, и они вынуждены туннелировать вдоль слоя квантовых точек в поиске свободных квантовых точек. Попав в квантовую точку с оптически активным дефектом, электрон и дырка рекомбинируют с высокой вероятностью, оставляя квантовую точку вновь пустой и готовой принять новую пару носителей. Поскольку среднее расстояние между оптически активными квантовыми точками составляет  $\sim 30$  латеральных размеров КТ, и туннельные прыжки совершаются через возбужденные состояния с большим интегралом перекрытия [40], можно предположить, что при большой мощности накачки фотоносители довольно быстро находят пустые квантовые точки с оптически активными дефектами, и вся излучательная рекомбинация в основном идет по этому каналу, что дает линейную зависимость от мощности в эксперименте (рис. 2). Полученная линейная зависимость также согласуется с результатами теоретических расчетов, проведенных в работах [6,14] методом DFT (Density Functional Theory),

которые показывают, что точечные дефекты межузельного типа ([110]-расщепленные междоузлия), расположенные в Ge-квантовой точке, имеют электронный уровень в Г-долине и могут обеспечить прямые оптические переходы.

#### 4. Заключение

Исследование зависимости интенсивности фотолюминесценции от мощности лазерного возбуждения структур с GeSi КТ, созданных методом молекулярно-лучевой эпитаксии с одновременным облучением ионами Ge<sup>+</sup> с энергией 2кэВ, показало, что при малых уровнях лазерного возбуждения (< 35 Вт/см<sup>2</sup>) имеет место сублинейная зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции, характерная для непрямых оптических переходов носителей заряда в квантовых точках II типа. При больших уровнях лазерного возбуждения (≥ 35 Вт/см<sup>2</sup>) зависимость от мощности становится линейной. Обнаруженная линейная зависимость интенсивности излучения от мощности, а также отсутствие смещения пика излучения при 0.775 эВ свидетельствуют в пользу наличия прямых оптических переходов в системе с GeSi квантовыми точками, созданными при ионном облучении.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 25-22-00424).

#### Благодарности

Авторы работы выражают благодарность ГПНИ „Материаловедение, новые материалы и технологии“, подпрограммы „Наноструктура“ за люминесцентные измерения, которые проводились в рамках задания 2.2.1 (Беларусь), а также В.А. Армбристеру за выращивание структур Ge/Si методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] D. Thomson, A. Zilkie, J.E. Bowers, T. Komljenovic, G.T. Reed, L. Vivien, D. Marris-Morini, E. Cassan, L. Viro, J.-M. Fédéli. *J. Optics*, **18**, 073003 (2016). DOI: 10.1088/2040-8978/18/7/073003
- [2] J. Yang, Z. Liu, P. Jurczak, M. Tang, K. Li, S. Pan, A. Sanchez, R. Beanland, J.-C. Zhang, H. Wang. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **54**, 035103 (2021). DOI: 10.1088/1361-6463/abb49
- [3] S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonik, M. Luysberg, S. Chiussi, J.M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, D. Grützmacher. *Nature Photonics*, **9**, 88 (2015). doi.org/10.1038/nphoton.2014.321
- [4] L. Tsybeskov, D.J. Lockwood, M. Ichikawa. *Proc. IEEE*, **97**, 1161 (2009). DOI:10.1109/JPROC.2009.2021052
- [5] M. Grydlik, F. Hackl, H. Groiss, M. Glaser, A. Halilovic, T. Fromherz, W. Jantsch, F. Schäffler, M. Brehm. *ACS Photonics*, **3**, 298 (2016). https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.5b00671
- [6] M. Grydlik, M.T. Lusk, F. Hackl, A. Polimeni, T. Fromherz, W. Jantsch, F. Schäffler, M. Brehm. *Nano Lett.*, **16** (11), 6802 (2016). https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.6b02494
- [7] D.-W. Kim, T. Kim, S.K. Banerjee. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **50**, 1823 (2003). DOI: 10.1109/TED.2003.815370
- [8] A. Salomon, J. Aberl, E.P. Navarrete, M. Karaman, O.E. Lang, D. Primetzhofer, P. Deák, Á. Gali, T. Fromherz, M. Brehm. *ACS Photonics*, **12**, 2364 (2025). https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.4c01662
- [9] Y. De Koninck, C. Caer, D. Yudistira, M. Baryshnikova, H. Sar, P.-Y. Hsieh, C.I. Özdemir, S.K. Patra, N. Kuznetsova, D. Colucci, A. Milenin, A.A. Yimam, G. Morthier, D.V. Thourhout, P. Verheyen, M. Pantouvaki, B. Kunert, J.V. Campenhout. *Nature*, **637**, 63 (2025). https://doi.org/10.1038/s41586-024-08364-2
- [10] J. Norman, M.J. Kennedy, J. Selvidge, Q. Li, Y. Wan, A.Y. Liu, P.G. Callahan, M.P. Echlin, T.M. Pollock, K.M. Lau, A.C. Gossard, J.E. Bowers. *Opt. Express*, **25** (4), 3927 (2017). DOI: 10.1364/OE.25.003927
- [11] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, V.V. Kirienko, A.I. Nikiforov. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 4783 (2002). https://doi.org/10.1063/1.1488688
- [12] K. Eberl, M.O. Lipinski, Y.M. Manz, W. Winter, N.Y. Jin-Phillipp, O.G. Schmidt. *Physica E*, **9**, 164 (2001). https://doi.org/10.1016/S1386-9477(00)00190-9
- [13] M. Brehm, M. Grydlik. *Nanotechnology*, **28**, 392001 (2017). DOI: 10.1088/1361-6528/aa8143
- [14] F. Murphy-Armando, M. Brehm, P. Steindl, M.T. Lusk, T. Fromherz, K. Schwarz, P. Blaha. *Phys. Rev. B*, **103**, 085310 (2021). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.085310
- [15] D.D. Berhanuddin, N.E.A. Razak, M.A. Lourenco, B.Y. Majlis, K.P. Homewood. *Sains Malaysiana*, **48** (6), 1251 (2019). http://dx.doi.org/10.17576/jsm-2019-4806-12
- [16] L. Spindlberger, J. Aberl, A. Polimeni, J. Schuster, J. Hörschläger, T. Truglas, H. Groiss, F. Schäffler, T. Fromherz, M. Brehm. *Crystals*, **10**, 351 (2020). https://doi.org/10.3390/cryst10050351
- [17] L. Spindlberger, J. Aberl, L. Vukušić, T. Fromherz, J.-M. Hartmann, F. Fournel, S. Prucnal, F. Murphy-Armando, M. Brehm. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, **181**, 108616 (2024). DOI: 10.1016/j.mssp.2024.108616
- [18] Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, А.В. Мудрый, О.М. Бородавченко, А.О. Баженов, А.В. Двуреченский, В.Д. Живулько. *ФТП*, **59** (2), 55 (2025). DOI: 10.61011/FTP.2025.02.60977.7726
- [19] J.V. Smagina, P.L. Novikov, V.A. Armbrister, V.A. Zinoviev, A.V. Nenashev, A.V. Dvurechenskii. *Physica B*, **404**, 4712 (2009). 10.1016/j.physb.2009.08.162
- [20] Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, А.В. Ненашев, А.В. Двуреченский, В.А. Армбристер, С.А. Тийс. *ЖЭТФ*, **133**, 593 (2008).
- [21] Zh.V. Smagina, P.L. Novikov, V.A. Zinovyev, V.A. Armbrister, S.A. Teys, A.V. Dvurechenskii. *J. Cryst. Growth*, **323**, 244 (2011). https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2010.10.128

- [22] V.A. Zinovyev, A.F. Zinovieva, Zh.V. Smagina, A.V. Dvurechenskii, A.K. Gutakovskii, L.I. Fedina, O.M. Borodavchenko, V.D. Zhivulko, A.V. Mudryi. *J. Appl. Phys.*, **130**, 153101 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0063592>
- [23] J. Tersoff. *Phys. Rev. B*, **38**, 9902 (1988). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.9902>
- [24] J.M. Ulloa, J.M. Llorens, M. del Moral, M. Bozkurt, P.M. Koenraad, A. Hierro. *J. Appl. Phys.*, **112**, 074311 (2012). <http://dx.doi.org/10.1063/1.4755794>
- [25] M. Larsson, A. Elfving, W.-X. Ni, G.V. Hansson, P.O. Holtz. *Phys. Rev. B*, **73**, 195319 (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.195319>
- [26] Н.А. Соболев, А.М. Емельянов, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков, Е.И. Шек, Д.И. Тетельбаум. *ФТП*, **41**, 635 (2007).
- [27] Н.А. Соболев, А.Е. Калядин, П.Н. Аруев, В.В. Забродский, Е.И. Шек, К.Ф. Штельмах, К.В. Карабешкин. *ФТТ*, **58**, 2411 (2016). DOI: 10.21883/ftt.2016.12.43865.199
- [28] N.A. Sobolev, A.E. Kalyadin, E.I. Shek, K.F. Shtelmakh, V.I. Vdovin, A.K. Gutakovskii, L.I. Fedina. *Phys. Status Solidi A*, **214**, 1700317 (2017). DOI: 10.1002/pssa.201700317
- [29] S. Coffa, S. Libertino, C. Spinella. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 321 (2000). <https://doi.org/10.1063/1.125733>
- [30] L. Tsybeskov, D.J. Lockwood. *Proc. IEEE Optical Interconnects*, **97**, 1284 (2009). DOI: 10.1109/JPROC.2009.2020711
- [31] P. Boucaud, S. Sauvage, M. Elkurdi, E. Mercier, T. Brunhes, V. Le Thanh, D. Bouchier, O. Kermarrec, Y. Campidelli, D. Bensahel. *Phys. Rev. B*, **64**, 155310 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.155310>
- [32] T. Tayagaki, K. Ueda, S. Fukatsu, Y. Kanemitsu. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **81**, 064712 (2012). <https://doi.org/10.1143/JPSJ.81.064712>
- [33] K. Ueda T. Tayagaki, S. Fukatsu, Y. Kanemitsu. *J. Non-Cryst. Sol.*, **358**, 2122 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2011.12.020>
- [34] E. C. Le Ru, J. Fack, R. Murray. *Phys. Rev. B*, **67**, 245318 (2003). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.245318>
- [35] Г.Н. Кинчин, Р.С. Пиз. *УФН*, **60**, 590 (1956). DOI: 10.3367/UFNr.0060.195612c.0590
- [36] J.P. Biersack, L.G. Haggmark. *Nucl. Instrum. Meth.*, **174**, 257 (1980). [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(80\)90440-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(80)90440-1)
- [37] R.S. Averbach, T.D. de la Rubia. *Solid State Phys.*, **51**, 281 (1997). [https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60193-9](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60193-9)
- [38] M. Dionízio Moreira, R.H. Miwa, P. Venezuela. *Phys. Rev. B*, **70**, 115215 (2004). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.115215>
- [39] M.-J. Caturla, T.D. de la Rubia, L.A. Marques. *Phys. Rev. B*, **54**, 16683 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.16683>
- [40] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, V.V. Kirienko, Yu.I. Yakovlev, A.I. Nikiforov. *Phys. Rev. B*, **61**, 10868 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.10868>

Редактор Г.А. Оганесян

## Luminescent response of GeSi structures grown from ion-molecular beams as a function of laser excitation power

Zh.V. Smagina<sup>1</sup>, V.A. Zinovyev<sup>1</sup>, A.F. Zinovieva<sup>1,2</sup>, P.L. Novikov<sup>1,2</sup>, A.V. Dvurechenskii<sup>1,2</sup>, A.V. Mudryi<sup>3</sup>, O.M. Borodavchenko<sup>3</sup>, V.D. Zhivulko<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

<sup>2</sup> Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

<sup>3</sup> Scientific-Practical Material Research Centre of the National Academy of Sciences of Belarus, 220072 Minsk, Belarus

**Abstract** The effect of laser excitation power on the luminescence properties of Ge/Si quantum dot structures produced by molecular beam epitaxy irradiated with 2 keV Ge<sup>+</sup> ions was studied. With increasing power, a shift of the GeSi quantum dots emission peak by ~ 10 meV was observed in the photoluminescence spectra of structures grown without ion irradiation. For structures grown under ion irradiation, the peak position remains unchanged, which is due to the appearance of an effective channel for radiative recombination through defects created by ion irradiation in GeSi quantum dots. It was found that the dependence of the photoluminescence intensity on the laser excitation power for ion-modified structures becomes linear above a threshold power of ~ 35 W/cm<sup>2</sup>, which is a characteristic sign of the presence of direct optical transitions.