

Светоизлучающие туннельные наноструктуры на основе квантовых точек в матрице кремния и арсенида галлия

© В.Г. Талалаев*^{†¶}, А.А. Тонких*, Н.Д. Захаров*, А.В. Сеничев*, J.W. Tomm[†], P. Werner*, Б.В. Новиков*, L.V. Asryan[□], B. Fuhrmann[◇], J. Schilling^{‡◇}, H.S. Leipner^{‡◇}, А.Д. Буравлев^{■♦}, Ю.Б. Самсоненко^{■°}, А.И. Хребтов[■], И.П. Сошников^{■♦}, Г.Э. Цырлин^{■°}

* Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik,
06120 Halle (Saale), Germany

[†] Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie,
12489 Berlin, Germany

• Институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета,
198504 Петродворец, Россия

[‡] Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, ZIK SiLi-nano,
06120 Halle, Germany

[◇] Martin-Luther-Universität, IZM,
06120 Halle, Germany

[□] Virginia Polytechnic Institute and State University,
Blacksburg, Virginia 24061, USA

[■] Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий
Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[♦] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[°] Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
190103 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Исследованы светоизлучающие гетероструктуры InGaAs/GaAs и Ge/Si, активная область которых состояла из системы разноразмерных нанобъектов: слоев квантовых точек, квантовых ям и туннельного барьера. Обмен носителями, предшествующий их излучательной рекомбинации, рассмотрен с позиций туннельного взаимодействия нанобъектов. Для системы квантовая яма–слой квантовых точек InGaAs установлен экситонный механизм туннелирования. В таких структурах с барьером тоньше 6 нм обнаружен anomalно быстрый перенос носителей (экситонов) из квантовой ямы. Рассмотрена роль надбарьерного резонанса состояний, обеспечивающего „мгновенную“ инжекцию в квантовые точки. В структурах Ge/Si получены квантовые точки Ge, имеющие высоту, сравнимую с размытостью интерфейса Ge/Si. Интенсивная люминесценция на длине волны 1.55 мкм в таких структурах объясняется не только высокой плотностью массива островков. В основе модели лежат: (i) повышение силы осциллятора экситона за счет туннельного проникновения электронов в ядро квантовой точки для низких температур ($T < 60$ K); (ii) перераспределение электронных состояний в подзонах Δ_2 – Δ_4 при повышении температуры до комнатной. На исследованных структурах обоих типов изготовлены светоизлучающие диоды. Проверены варианты конфигурации активной области. Показано, что селективная накачка инжектора и туннельный перенос „холодных“ носителей (экситонов) эффективнее, чем их прямой захват в наноэммиттер.

1. Введение

Большая часть разработок в современной оптоэлектронике использует в качестве подложек кремний Si и арсенид галлия GaAs, что связано с возможностью чиповой интеграции оптических и электронных компонент. Разработка светоизлучающих элементов на основе структур с нуль-мерными нанокластерами — квантовыми точками (КТ) — имеет целый ряд преимуществ: настраиваемая длина волны излучения, большая сила осциллятора оптического перехода, температурная стабильность и др. [1] Современные системы волоконно-оптической связи используют окна прозрачности на длинах волн 1.3 и 1.55 мкм. Адаптация активной среды излу-

чателю к этому спектральному диапазону возможна при использовании массивов КТ Ge в матрице Si и КТ InAs в матрице GaAs. Проблемой до настоящего времени остается низкая эффективность захвата носителей на состоянии КТ [2]. Частичное решение проблемы для структур InGaAs/GaAs было найдено размещением слоя КТ во внешней квантовой яме (КЯ) (DWELL-структуры), что привело к более эффективному сбору носителей в области рекомбинации и одновременно сдвинуло излучение к актуальной длине волны 1.3 мкм за счет понижения уровня размерного квантования в КТ InGaAs [3]. Однако высокая плотность возбужденных состояний для DWELL снижает эффективность заполнения основного состояния КТ и внутреннюю эффективность излучения на рабочей длине волны. Для структур Ge/Si проблема захвата усугубляется низкой эффективностью рекомби-

[¶] E-mail: talalaev@mpi-halle.mpg.de

нации носителей, поскольку интерфейс Ge/Si относится к типу II: дырка локализована в КТ Ge, а электрон находится в слое Si [4,5]. Вследствие незначительного разрыва зоны проводимости электроны сосредоточены в локальных минимумах, которые возникают, как правило, вблизи интерфейса КТ-Ge/спейсер-Si из-за кулоновского притяжения к КТ и упругих напряжений [6–8]. Проблема эффективности рекомбинации в системе Ge/Si решается „затягиванием“ волновой функции электрона из слоя Si в КТ Ge [7,9,10]. На фоне решения изложенных выше проблем появились теоретические и экспериментальные работы [11,12], в которых слои КТ и КЯ были разделены слоем барьера и которые были названы гибридными туннельными (инжекционными) структурами (ГТ-структуры), поскольку совмещают два нанобъекта разной размерности: 2D (КЯ) и 0D (КТ). Такие структуры сразу заняли особое место в конструировании активной области диодных лазеров. Благодаря пространственному разделению в них инжектора носителей (КЯ) и эмиттера света (КТ) появилась новая степень свободы в дизайне активной области и, следовательно, возможность „подгонки“ энергетических спектров КЯ и КТ друг к другу. Ожидается, что „охлаждение“ носителей в КЯ и их прямое туннелирование на основное состояние КТ существенно снизят внутренние потери, диффузионную емкость и пороговый ток, повысят быстродействие и дифференциальную эффективность лазерных диодов [13,14].

Эффективность излучения ГТ-структур базируется на сумме достоинств отдельных элементов активной зоны [15]: 1) большое сечение захвата и емкость КЯ; 2) большая сила осциллятора оптического перехода и высокая температурная стабильность излучения КТ; 3) эффективность обмена носителями между КЯ и КТ. Последняя составляющая связана с туннелированием, особенностью которого для пары КЯ–КТ недостаточно изучены [16].

Учитывая эти тенденции, в данной работе мы предприняли попытку использовать ГТ-структуры в качестве активных элементов светоизлучающих диодов на основе Si и GaAs. Порядок изложения материала подчинен следующей логике. Вначале мы представляем новые данные по ГТ-структурам InGaAs, связанные с установлением механизма туннелирования при переходе от низкой температуры к комнатной. Во второй части работы изложены последние результаты по ГТ-структурам Ge/Si, для которых на малоразмерных КТ Ge получено эффективное излучение вблизи 1.55 мкм. Для обоих типов ГТ-структур установлены общие закономерности туннелирования. В конце работы мы используем эти данные для оптимизации активной области светоизлучающих диодов на основе ГТ-структур.

2. Образцы и экспериментальная техника

Образцы выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs(100) и Si(100). Ак-

тивная область состояла из ГТ-структуры InAs/GaAs или Ge/Si. В *опытных образцах* активная область заключалась в нелегированные *i*-обкладки из GaAs или Si (буфер и кэп) соответственно. В первом случае в активную область входили: *инжектор* носителей — двумерная КЯ толщиной 11 нм с составом $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ и *эмиттер* света — слой КТ, самоорганизованных из слоя InAs толщиной 0.6 нм при температуре 485°C. Инжектор и эмиттер разделял *спейсер* GaAs, толщина которого задавалась от 2 до 11 нм. Для исследовательских целей были выращены две серии опытных образцов: *референтные* ГТ-структуры, в которых активные слои имели обычную (прямую) последовательность в направлении роста КЯ–спейсер–КТ, и *инверсные* ГТ-структуры, в которых впервые была реализована обратная последовательность слоев КТ–спейсер–КЯ. В случае Ge/Si-структур активная область состояла из нескольких слоев самоорганизованных КТ Ge (световой эмиттер). Толщина германия, осаждаемого при температуре 600°C, варьировалась от 0.8 до 1.6 нм. Слои КТ Ge разделяли слои спейсера Si (электронный инжектор), толщина которого также варьировалась от 3 до 20 нм. Особенностью эпитаксии ГТ-структур Ge/Si было осаждение монослойной сурьмы Sb на разных этапах роста: до формирования КТ Ge (SQD) и поверх сформированных КТ Ge (LQD). Для всех типов серий выращивались *контрольные образцы*: один из двух слоев (КЯ или КТ) для InGaAs/GaAs и один слой КТ или отсутствие монослоя Sb для Ge/Si.

Светоизлучающие *p-i-n*-диоды изготавливались на легированных подложках *p*-типа. Активная область (ГТ-структура) формировалась на принципах, изложенных выше для опытных образцов. Внутри *i*-обкладок выращивались ограничители — составные барьеры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ или короткопериодные решетки Ge/Si для удержания инжектированных носителей в активной области (электронное ограничение). Снаружи находились легированные слои: буфер *p*-типа (*p*-эмиттер) и кэп *n*-типа (*n*-эмиттер), легированные до концентрации 10^{19} см^{-3} . Поскольку измерения ограничивались допороговым режимом, ограничение световой волны в структурах специально не предусматривалось. Методами фотолитографии, реактивного травления и металлизации формировалась меза-структура диаметром 1.4 мм с контактными слоями. Полученный чип размещался в корпусе ТО-39 и распаивался золотой проволокой. Светоизлучающее окно в чипе имело диаметр 0.8 мм.

Структурные свойства выращенных ГТ-структур исследовались методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), как темнопольной методикой дифракционного контраста, так и методом высокого разрешения на микроскопах Phillips CM20 и JEM 4010 соответственно. Профили концентрации германия измерялись на электронном микроскопе TITAN 300/80.

Стационарная фотолуминесценция (ФЛ) возбуждалась линией 488 нм (2.54 эВ) аргонового лазера. Плотность возбуждения составляла $50\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$. Спектры регистрировались охлаждаемым германиевым фотодетектором Edinburgh Instr., сопряженным с 0.5-метровым

монохроматором Acton Research Corp. (ARC). Все спектры стационарной ФЛ корректировались на спектральную чувствительность измерительного тракта. Кинетика ФЛ для InGaAs-структур исследовалась с временным разрешением 10 пс при возбуждении от импульсного лазера Spectra Physics: частота следования импульсов — 82 МГц, длительность — 100 фс, энергия фотонов — 1.6 эВ (785 нм). Сигнал ФЛ синхронно детектировался стрик-камерой Hamamatsu, установленной на выходе ARC-монохроматора. Кинетика ФЛ для Ge/Si-структур исследовалась с временным разрешением 3 нс при возбуждении импульсами от лазерной системы Light Conversion: частота — 1 кГц, длительность — 200 фс, энергия фотонов — 2.4 эВ (515 нм). На выходе ARC-монохроматора сигнал регистрировался фотоэлектронным умножителем Hamamatsu на осциллографе Agilent Tech. Плотность возбуждения в импульсе составляла $5 \cdot 10^{11}$ фот \cdot см $^{-2}$. Измерения ФЛ проводились в оптических криостатах в диапазоне температур от 5 до 300 К.

Электролюминесценция (ЭЛ) измерялась при комнатной температуре в режиме импульсного тока с периодом 60 мс и скважностью 1:2. Амплитуда импульса регулировалась генератором Thorlabs для лазерных диодов.

3. Просвечивающая электронная микроскопия и фотолюминесценция ГТ-структур InGaAs/GaAs

На основе статистического анализа ПЭМ для каждого опытного образца был установлен характерный барьер B между вершинами КТ и слоем КЯ. Две серии из девяти образцов имели разные наборы толщины барьера B . ГТ-структуры с прямой последовательностью слоев были представлены набором B от 1.5 до 10 нм. Серия инверсных ГТ-структур имела барьеры толщиной от 2.0 до 9.0 нм. Средняя погрешность не превышала 0.5 нм. Из анализа ПЭМ были получены также характерные размеры КТ: высота — 4 нм, основание — 18 нм. Плотность массива КТ — $5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$. Анализ контраста ПЭМ-изображений показал, что из-за процессов взаимной диффузии содержание индия в КТ составляет $x = 0.6$, а в 11-нм КЯ остается на уровне 0.15.

В ряде инверсных ГТ-структур были выявлены квазиточечные контакты между вершинами КТ и нижней границей КЯ, чего не наблюдалось в референтной серии. Этот вывод подтвердили данные ПЭМ высокого разрешения (см. вставку на рис. 1). Обнаруженные контакты имели форму, близкую к цилиндру диаметром 2 нм, переменный состав, близкий к составу КЯ, и были названы наномостиками [17]. Наномостики были обнаружены в инверсных ГТ-структурах с „тонкими“ барьерами: $B < 6$ нм.

В работе [17] мы установили, что инверсия последовательности слоев КЯ–КТ, разделенных тонким барьером, приводит к аномально быстрому туннелированию между ними. Эффект был приписан образованию наномостиков. В настоящей работе мы продолжаем исследование

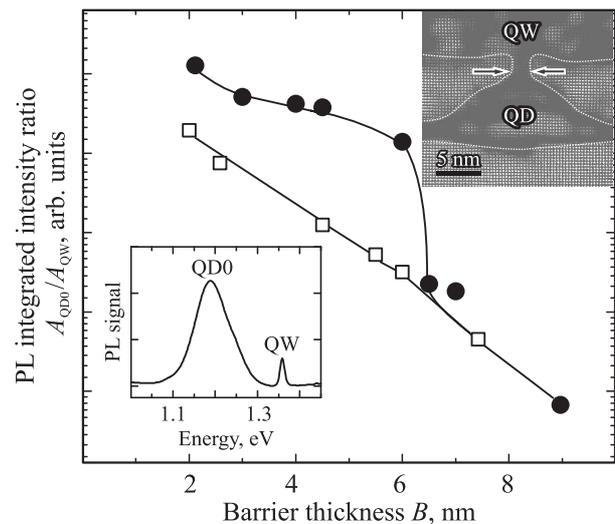


Рис. 1. Соотношение интегральных интенсивностей полос ФЛ (PL) QD0 и QW как функция толщины барьера в инверсных (кружки) и референтных (квадраты) ГТ-структурах InGaAs/GaAs. На нижней вставке — типичный спектр ФЛ инверсной структуры. На верхней вставке — ПЭМ-изображения участка инверсной ГТ-структуры с толщиной барьера 3 нм, полученные в режиме высокого разрешения. Контур проведен по границе контраста, соответствующей примерно содержанию индия 15%. Стрелками показан наномостик, соединяющий вершину КТ (QD) с нижней границей КЯ (QW).

влияния наномостиков на туннельные и излучательные свойства ГТ-структур.

Типичный спектр стационарной ФЛ ГТ-структуры состоял из широкой полосы КТ QD0 и узкого пика КЯ QW (см. вставку на рис. 1). Отношение интегральных интенсивностей ФЛ (A) в полосах КТ QD0 и КЯ QW зависело от толщины барьера, как показано на рис. 1. В области тонких барьеров $B \leq 6$ нм зависимости $A_{QD0}/A_{QW}(B)$ заметно различались для прямой и инверсной последовательностей слоев. Соотношение A_{QD0}/A_{QW} отражает баланс процессов рекомбинации и переноса носителей в ГТ-структурах, в данном случае — роль КЯ в излучении КТ.

Кинетические профили ФЛ показали высокую чувствительность к толщине барьера. Время спада ФЛ в полосе QW и время нарастания ФЛ в полосе QD0 коррелировали, а именно для тонких барьеров эти времена были короче. Из сопоставления временных профилей ФЛ и решений уравнений баланса для носителей в КЯ и КТ определялось время туннелирования τ_T между КЯ и КТ [18]. Извлеченные данные представлены на рис. 2 для обеих серий ГТ-структур InGaAs/GaAs в виде зависимости $\tau_T(B)$ в полулогарифмическом масштабе [19,20]. В области „толстых“ барьеров ($B \geq 6$ нм) зависимости $\tau_T(B)$ для обеих серий совпадали. При переходе к тонким барьерам время туннелирования в инверсных ГТ-структурах отклонялось от экспоненциальной зависимости и приближалось к аппаратному временному разрешению (10 пс). Обращает на себя

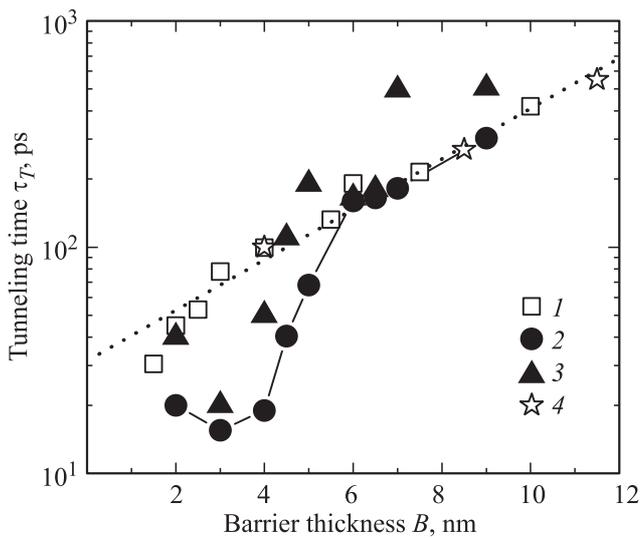


Рис. 2. Время туннелирования τ_T как функция толщины барьера B между КЯ и КТ: 1 — референтная серия ГТ-структур; 2 — инверсная серия при $T = 5$ К; 3 — эта же серия при комнатной температуре. Значения τ_T получены из анализа спада ФЛ QW при возбуждении в матрицу GaAs. 4 — данные по туннелированию КТ–КТ^{1,2}. Пунктир — ВКБ-аппроксимация.

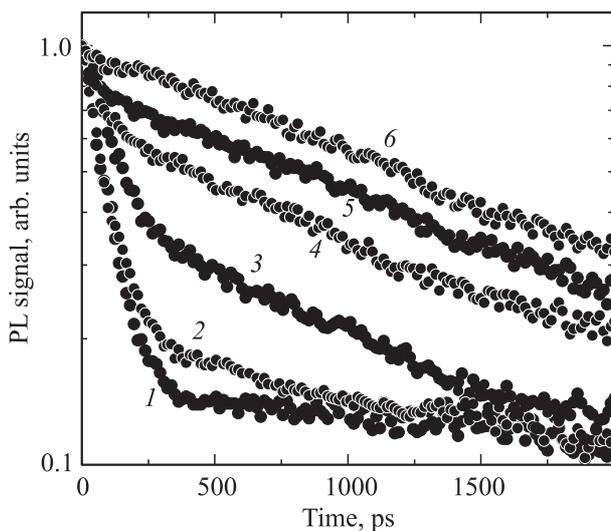


Рис. 3. Спад ФЛ (PL) в полосе QW у инверсной ГТ-структуры с барьером $B = 7$ нм, измеренный при температуре T , К: 1 — 100, 2 — 160, 3 — 200, 4 — 230, 5 — 260, 6 — 300. Возбуждение в матрицу GaAs.

внимание также корреляция барьерных зависимостей на рис. 1 и 2.

При повышении температуры до комнатной временной спад ФЛ QW в ГТ-структурах с толстым барьером трансформировался, как показано на рис. 3. Отчетливо видно, что при $T \geq 160$ К появляется новая, более

¹ Yu.I. Mazur, Zh.M. Wang, G.G. Tarasov et al. // Phys. Rev. B, **71**, 235 313 (2005).

² Talalaev V.G., Tomm J.W., Sokolov A.S. et al. // J. Appl. Phys., **100**, 083 704 (2006).

медленная, компонента. На ее фоне быстрая компонента исчезает из спектра ФЛ при $T = 300$ К. Этого не происходило в инверсных ГТ-структурах с тонким барьером. При повышении их температуры спад ФЛ QW оставался быстрым во всем интервале температур 5–300 К.

4. Туннелирование в ГТ-структурах InGaAs/GaAs

Экспериментальная зависимость $\tau_T(B)$ была сопоставлена с экспонентой $\tau_T(B) = c_0 \exp(c_1 B)$, которая получается в полуклассическом приближении для несимметричной пары КЯ (модель ВКБ) и в явном виде записывается [21–23] как

$$\tau_T = L \frac{[U + E(m_B^*/m_W^* - 1)]^2 \sqrt{2m_W^*}}{16E^{3/2}(U - E)(m_B^*/m_W^*)} \times \exp\left[\frac{2B}{\hbar} \sqrt{2m_B^*(U - E)}\right]. \quad (1)$$

Для референтной серии зависимость $\tau_T(B)$ остается экспоненциальной практически во всем диапазоне B (рис. 2). Для инверсных ГТ-структур зависимость $\tau_T(B)$ отклоняется от модели ВКБ для тонких барьеров ($B < 6$ нм). Интересно, что линейные участки $\lg \tau_T(B)$ для обеих серий практически совпадают с зависимостью $\tau_T(B)$ для парных КТ InGaAs (рис. 2).

Однако все три случая имеют численные значения коэффициентов c_0 и c_1 , далекие от тех, что дает модель (1) для любого типа носителей, включая экситоны. Это является основанием предположить, что не различие в размерности компонент наносистемы, а наличие в качестве одной из них квазинуль-мерных КТ делает непригодным полуклассический подход по формуле (1) и требует специальных расчетов времени туннелирования для систем КТ–КТ и КЯ–КТ.

Поскольку сопоставление экспериментальной и расчетной зависимостей $\tau_T(B)$ не дает однозначного ответа на вопрос о типе носителей, туннелирующих в ГТ-структурах, обратимся к другим экспериментальным фактам [17]:

- 1) в спектрах возбуждения ФЛ сигнал от КЯ всегда имел вид узкого пика, а не ступеньки, характерной для плотности состояний в КЯ;
- 2) селективное возбуждение КЯ приводило к ФЛ КТ QD0, в то время как возбуждение с такой же энергией контрольного образца (без КЯ) не давало сигнала ФЛ;
- 3) туннельные времена τ_T , извлеченных из спада ФЛ в полосе QW (инжектор) и из временного профиля QD0 (реципиент), совпадали;
- 4) барьерные зависимости времени туннелирования (рис. 2) и относительной интенсивности полос QD0 и QW (рис. 1) формируются общими механизмами.

Эти данные позволяют утверждать, что перенос возбуждения между КЯ и КТ в ГТ-структурах осуществляется коррелированно носителями обоих знаков, т.е.

электронно-дырочной парой (экситоном). Сильные кулоновские корреляции, характерные для низкоразмерных гетероструктур, заставляют уделить внимание экситону как одному из основных участников переноса возбуждения [24]. Наиболее эффективными (и наиболее обсуждаемыми) механизмами экситонной релаксации в туннельно-связанных структурах являются туннелирование экситонов с рассеянием на продольных оптических фононах (LO) и неоднородностях интерфейса [25–28], а также обмен фотонами и диполь-дипольное взаимодействие для толстых туннельных барьеров [29,30]. Далее мы идентифицируем механизм экситонной релаксации в исследованных ГТ-структурах.

Из анализа временного профиля нарастания ФЛ в полосе QD0 были извлечены времена релаксации внутри КТ. Для референтной серии и инверсных ГТ-структур без наномостиков ($B > 6$ нм) время релаксации оказалось на уровне 1 нс. Такие времена характерны для рассеяния на акустических фононах. Поскольку для разрыва энергии экситона в исследованных структурах InGaAs/GaAs выполняется критерий $\Delta E_{ex} > 2\hbar\omega_{LO}$, мы предполагаем, что туннельная релаксация экситона без наномостиков идет по ступенчатому механизму [26–28]. Свободный экситон в КЯ упруго рассеивается на интерфейсе, отдавая электрон в КТ. Электрон и дырка, разделенные барьером, но по-прежнему связанные кулоновской силой, образуют непрямой экситон. Дырка, стимулированная кулоновским взаимодействием, туннелирует в КТ. В отличие от одночастичного туннелирования, ограничения на этот переход, связанные с необходимостью испускания LO-фонона, снимаются из-за перенормировки энергетического спектра для экситона ($\Delta E_{ex} > 2\hbar\omega_{LO}$). Последующее за этим рассеяние на акустических фононах завершает переход экситона в конечное состояние в КТ, из которого затем происходит излучательная рекомбинация QD0 (рис. 4, a).

Альтернативным механизмом релаксации экситонов в инверсных ГТ-структурах мог бы быть непосредственный переход прямого экситона из КЯ в КТ с испусканием LO-фонона, предложенный в работе [31]. Однако для реализации такого механизма необходимо сильное туннельное связывание потенциальных ям. Очевидно, что этому требованию удовлетворяют структуры, в которых КЯ и КТ связаны наномостиками. Исследования ПЭМ показали, что эти точечные контакты возникают при инверсии последовательности слоев, разделенных тонким спейсером. Данными ПЭМ было установлено, что наномостики образуются под влиянием упругих напряжений на вершине КТ, вызывающих диффузию атомов индия в процессе роста спейсера, что приводит к формированию богатых индием каналов между КТ и КЯ. Проявлениями наномостиков в ФЛ инверсных ГТ-структур с $B < 6$ нм являются:

1) отклонение зависимости $\tau_T(B)$ от экспоненты $c_0 \exp(c_1 B)$ и сокращение времени туннелирования τ_T до 15 пс (рис. 2);

2) сокращение времени релаксации внутри КТ с 1 нс до 40 пс [32];

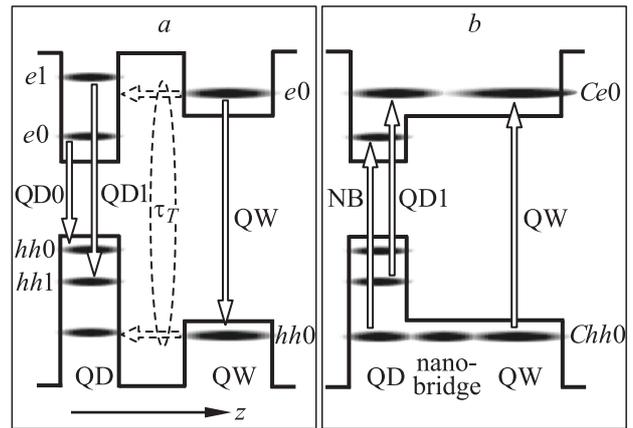


Рис. 4. Схема энергетических уровней для двух типов инверсной ГТ-структуры InGaAs/GaAs: *a* — без наномостика (толщина барьера $B \geq 6$ нм), *b* — с наномостиком (толщина барьера $B < 6$ нм). Оптические переходы соответствуют режиму ФЛ (*a*) и возбуждения ФЛ (*b*).

3) рост интенсивности ФЛ в полосе КТ (рис. 1);

4) узкая линия NB в спектре возбуждения ФЛ [33] (рис. 4, b).

Мы исходим из того, что состав наномостика близок к составу КЯ ($x = 30\%$). Это означает локальное исчезновение барьера между ямой и вершиной КТ. В результате образуется единая *композиционная* КЯ (рис. 4, b). Устранение наномостиком потенциального барьера ведет к надбарьерному взаимодействию состояний КЯ и КТ, похожему на резонанс Брейта-Вигнера [34], сопровождающийся интерференцией и возникновением гибридного квазистационарного состояния. Общая подзона размерного квантования в композитной КЯ образуется прежде всего в зоне проводимости ввиду взаимного проникновения волновых функций электронов. Поскольку наномостик и КТ занимают лишь незначительную часть композитной КЯ, положение электронной подзоны $Ce0$ и ее параметры в основном определяются параметрами исходной „невозмущенной“ КЯ и ее основным состоянием $e0$ (рис. 4).

В отличие от электронов взаимное проникновение волновых функций тяжелых дырок ограничено. Поэтому наличие наномостика „возмущает“ дырочную подсистему в меньшей степени. Ситуация меняется, когда наномостик может иметь собственное дырочное состояние [33]. Его резонансное взаимодействие с состояниями КЯ и КТ может вызвать появления единой подзоны дырок $Chh0$ в композитной КЯ (рис. 4, b). Уровни КТ, оказавшиеся вне резонанса, определяются параметрами самой КТ и окружающего объемного слоя, но их положение может измениться после образования композитной КЯ. Эти изменения будут незначительными для глубоких уровней в КТ, но могут оказаться существенными для слабо локализованных состояний.

Таким образом, наномостик, имеющий собственное дырочное состояние, становится фактором, способным

обеспечить „мгновенную“ инжекцию экситонов из КЯ в КТ. Поскольку в этом случае идеально выполняется требование сильного связывания двух потенциальных ям [31], мы полагаем, что экситон в ГТ-структуре с наномостиками туннелирует как целое, без промежуточного состояния непрямого экситона. Отсутствие барьеров для электрона и дырки и наличие гибридных состояний делает процесс переноса „мгновенным“ (рис. 2). Смогут ли эти факторы обеспечить „мгновенную“ инжекцию носителей из КЯ в КТ и при одночастичном переносе, когда экситон не существует, например, при высоких температурах?

Энергия связи прямого экситона E_B в КЯ, аналогичной InGaAs-ГТ-структуре, и непрямого экситона (с учетом зависимости E_B от толщины барьера) составляет 6–9 мэВ [35–37]. Таким образом, экситонный характер туннелирования исчезнет с повышением температуры. Как видно из спектров временной ФЛ (рис. 3), в ГТ-структуре без наномостиков ($B = 7$ нм) при $T = 160$ К ($kT \approx 14$ мэВ) быстрая составляющая спада QW начинает замещаться медленной компонентой, которая при $T = 300$ К доминирует с постоянной времени ~ 500 пс. Таким образом на смену экситонному механизму релаксации приходит одночастичное туннелирование носителей.

В ГТ-структурах с наномостиками профили спада ФЛ QW при низкой и комнатной температурах описываются близкими по значению постоянными времени [32]. Благодаря наличию гибридных уровней релаксация носителей в таких структурах при высокой температуре идентична резонансному туннелированию через возбужденные состояния с промежуточным испусканием фононов.

К корреляции зависимостей $A_{QD0}/A_{QW}(B)$ (рис. 1) и $\tau_T(B)$ (рис. 2) приводит конкуренция процессов туннелирования из КЯ и излучательной рекомбинации в КЯ. Сокращение времени туннелирования с уменьшением толщины барьера дает выигрыш в интенсивности перехода QD0. Сравнение с контрольным образцом, содержащим лишь слой КТ, показывает, что появление КЯ в туннельной близости от КТ способно повысить относительную интенсивность ФЛ КТ на порядок, а образование наномостиков — на 2 порядка. Идентичность барьерных зависимостей для времени туннелирования (рис. 2) и интенсивности ФЛ (рис. 1) дает возможность использовать любую из них в качестве независимого индикатора наличия наномостиков в структуре.

5. Просвечивающая электронная микроскопия и фотолюминесценция ГТ-структур Ge/Si

Анализ данных ПЭМ позволил определить характерные размеры КТ Ge: размер основания L и высоту h . КТ LQD (осаждение Sb после КТ) имели параметры: $L \approx 60$ нм и $h \approx 5$ нм. КТ SQD (осаждение Sb до КТ): $L \approx 15$ нм и $h \approx 2.5$ нм. В контрольном образце (без Sb)

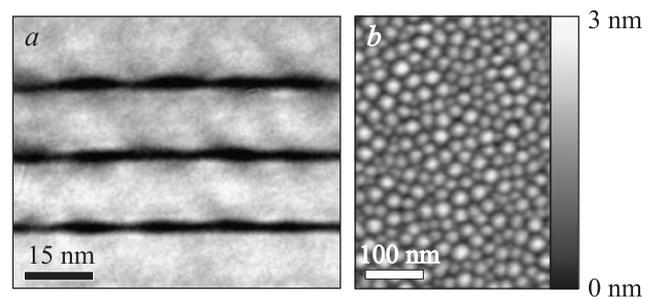


Рис. 5. Темнопольное ПЭМ-изображение поперечного сечения (а) и снимок, полученный методом атомно-силовой микроскопии, (б) для ГТ-структуры Ge/Si с мелкими КТ SQD. ПЭМ-снимок сделан в химически чувствительном отражении (200).

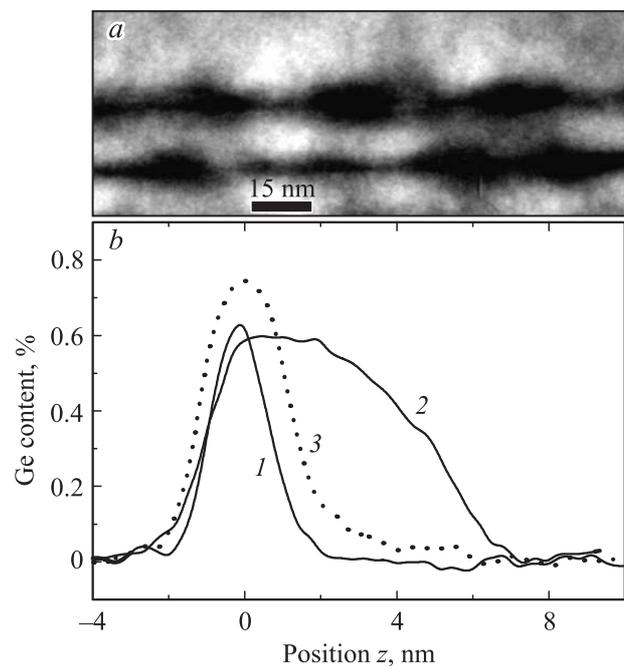


Рис. 6. а — локальное ПЭМ-изображение ГТ-структуры Ge/Si с мелкими КТ SQD, сделанное в режиме, чувствительном к напряжениям. б — концентрационные профили германия для трех структур: 1 — мелкие КТ SQD (осаждение Sb до КТ); 2 — КТ LQD (осаждение Sb после КТ); пункт 3 — контрольный образец, выращенный без Sb.

значения L и h были промежуточными. Получение нанокластеров Ge минимального размера (типа SQD) и с максимальной плотностью упаковки было целью технологической части данной работы. На рис. 5 представлено ПЭМ-изображение таких КТ (а) и снимок, полученный методом атомно-силовой микроскопии (б). Массив КТ SQD имел высокую плотность, $\sim 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. На рис. 6 приведены данные ПЭМ, полученные в двух режимах, чувствительных к упругим напряжениям (а) и составу Ge_xSi_{1-x} (б). Профили концентрации германия в КТ характеризуют взаимную диффузию Ge и Si, в результате которой максимальное содержание Ge в

ядре КТ не превышало 60%, а размытие интерфейса достигало 1.5 нм.

При комнатной температуре и оптическом возбуждении излучательная рекомбинация в ГТ-структурах Ge/Si с КТ характеризовалась двумя спектральными компонентами: полосой ФЛ Si^{TO} излучения объемного кремния

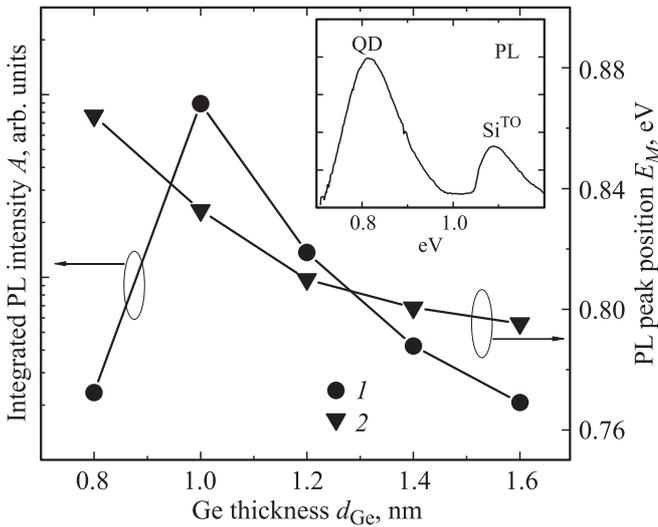


Рис. 7. Влияние толщины псевдоморфного слоя Ge на параметры полосы ФЛ (PL) QD для ГТ-структур Ge/Si с одним слоем КТ Ge. 1 — интегральная интенсивность ФЛ; 2 — спектральное положение максимума. На вставке — типичный спектр ГТ-структуры Ge/Si. Все измерения сделаны при комнатной температуре.

и более широкой полосой ФЛ QD вблизи 1.55 мкм (0.8 эВ) (см. вставку на рис. 7). Максимальная величина сигнала ФЛ QD была получена от структур с мелкими КТ, образованными из слоя Ge толщиной $d_{Ge} = 1$ нм (рис. 7). На происхождение компоненты QD указывает зависимость ее спектрального положения E_M от толщины осажденного германия d_{Ge} (рис. 7).

Температурная зависимость параметров полосы QD представлена на рис. 8. Полоса ФЛ SQD имела асимметричную (дублетную) структуру с интенсивной бесфоновой компонентой (рис. 8, a), немонотонное изменение интегральной интенсивности A (рис. 8, b) и энергии перехода в максимуме E_M (рис. 8, c). Ширина на полувысоте максимума FWHM имела вблизи точки $T \approx 60$ К характерный излом (рис. 8, d). Рост интенсивности QD в диапазоне температур 60–230 К является признаком того, что наряду с термическим выбросом носителей существует конкурентный процесс заполнения уровня, участвующего в оптическом переходе QD. „Красное“ отклонение зависимости $E_M(T)$ от закона Варшини для системы GeSi с КТ Ge наблюдалось ранее [9], но „синий“ сдвиг в широком температурном интервале 60–230 К наблюдался здесь впервые.

6. Туннелирование в ГТ-структурах Ge/Si

Полоса ФЛ QD является результатом излучательной рекомбинации электронно-дырочной пары на интерфейсе 2-го типа: КТ Ge/спейсер Si. Природа этой полосы установлена многочисленными работами (см., например, [5,38–41]), в основе которых лежит зонная модель, предложенная в работе [42]. Растягивающие напряжения в слоях Si, прилегающих к КТ, снимают шестикратное вырождение зоны проводимости вблизи Δ -минимума, приводя к расщеплению на долины Δ_4 и Δ_2 , последняя из которых представляет энергетический минимум для электронов. В КТ Ge слабый минимум образует долина Δ_4 [43]. Существующие там напряжения сжатия расщепляют также вырожденную в Γ -точке валентную зону на подзоны тяжелых (hh) и легких дырок. Тяжелые дырки сильно локализованы островками Ge. Таким образом, рекомбинационный переход Δ_2-hh является непрямым как в реальном, так и в обратном пространстве. Слабое перекрытие на интерфейсе волновых функций электрона и дырки определяет низкую эффективность их рекомбинации. Непрямой экситон характеризуется слабой силой осциллятора. Большинство работ по преодолению этого ограничения сводится к попыткам максимально притянуть электрон из слоя Si к интерфейсу Ge/Si и заставить его туннелировать в КТ Ge [7, 9,10]. В этой связи представляет интерес эффект влияния толщины германия (d_{Ge}) на интенсивность ФЛ QD (A), показанный на рис. 7. Для мелких КТ SQD, полученных из слоя $d_{Ge} = 1$ нм, интенсивность ФЛ максимально высокая в рамках данной зависимости.

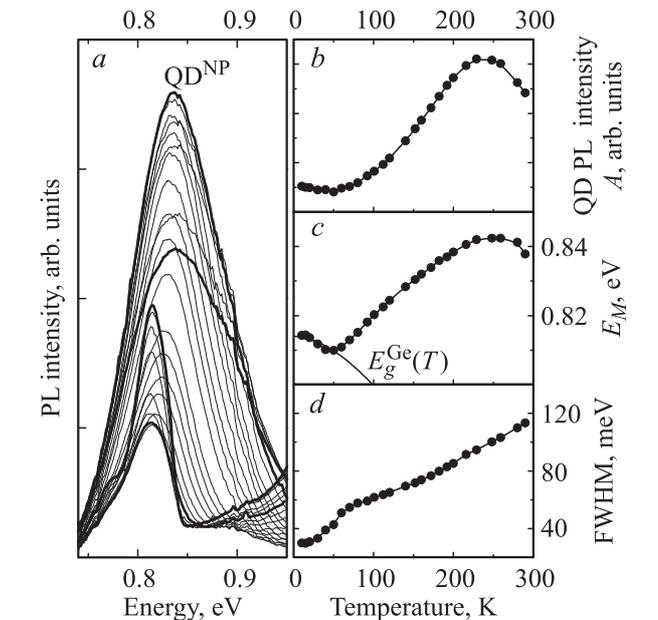


Рис. 8. Влияние температуры на ФЛ (PL) в полосе QD (a) и температурная зависимость ее параметров: b — интегральная интенсивность A ; c — положение максимума E_M ; d — ширина FWHM. a — жирным выделены контуры полосы QD при температурах: 5, 60, 230 и 290 К. Измерялась ГТ-структура Ge/Si с мелкими КТ SQD ($d_{Ge} = 1$ нм).

Получение мелких КТ и интенсивной ФЛ стало возможным благодаря осаждению германия на слой сурьмы [44]. Являясь активным сурфактантом, сурьма меняет поверхностную кинетику адатомов Ge: сокращает диффузионную длину и предотвращает тем самым укрупнение КТ. Наибольший размерный эффект достигается при осаждении сурьмы до формирования КТ. Максимальный эффект для ФЛ получается от 7 монослоев Ge (1 нм). Каким образом уменьшение размеров КТ приводит к мощному сигналу ФЛ на длине волны 1.55 мкм при комнатной температуре? Две причины кажутся очевидными. Эффект усиления ФЛ с уменьшением размеров КТ Ge может быть связан с повышением плотности массива КТ и с делокализацией дырочного состояния hh в обратном пространстве. Однако эти причины не объясняют слабую ФЛ в крайней точке $d_{Ge} = 0.8$ нм (рис. 7).

В данной работе мы объясняем эффект перераспределением электронов между долинами Δ_2 и Δ_4 при уменьшении размеров КТ Ge. Интерфейс Ge/Si не является идеальным (рис. 6, *b*), а имеет размытость, сравнимую с общей высотой островка SQD (1.5 и 2.5 нм соответственно). К этому приводит взаимная диффузия атомов Si и Ge при зарастивании островков. По данным ПЭМ высокого разрешения, ядро мелких КТ с $x = 60\%$ содержит лишь 3–5 монослоев германия, т.е. 0.4–0.7 нм.

Перемешивание материала GeSi происходит на фоне высоких напряжений, возникающих вблизи интерфейса. В ГТ-структурах с мелкими КТ растягивающие напряжения пролонгируются в оба направления от интерфейса, а напряжения сжатия в КТ усиливаются (рис. 6, *a*). По данным комбинационного рассеяния, рамановский сдвиг LO-моды Ge–Ge в мелких КТ на 7 см^{-1} больше, чем в КТ LQD. Оба перечисленных фактора ведут к понижению подзоны Δ_4 внутри КТ, в результате чего ее конечное положение может оказаться энергетически более выгодным для электронов из подзоны Δ_2 . С термически активированными электронными переходами Δ_2 – Δ_4 мы связываем особенности температурной зависимости ФЛ ГТ-структур с мелкими КТ (рис. 8). Эта зависимость принципиально отличает КТ SQD от мелких напряженных КТ Ge, полученных при низкой температуре в работе [45].

У островков малого размера электроны слабо локализованы и удерживаются локальными минимумами Δ_2 лишь при низких температурах ($T < 60$ К). В этом диапазоне температур параметры полосы ФЛ QD следуют изменениям зон Ge и Si (энергия перехода E_M) и термическим выбросам из мелких ям Δ_2 (интегральная интенсивность A). С ростом тепловой энергии в интервале 60–230 К выбросы электронов могут сопровождаться их захватом в подзону Δ_4 , образующую минимум в КТ. Полоса QD смещается в сторону высоких энергий. Уширение соответствует переходу к долине, имеющей другую плотность состояний с более легкой эффективной массой. Интенсивность ФЛ растет, поскольку рекомбинация Δ_4 – hh соответствует типу I (прямой экситон).

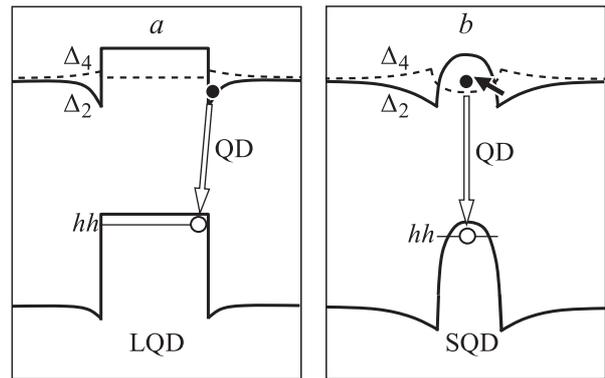


Рис. 9. Модель зонной схемы для ГТ-структур Ge/Si с КТ LQD (*a*) и SQD (*b*).

При более высоких температурах тип рекомбинации сохраняется. Идентификация долины, вовлеченной в переход QD, возможна на основе сравнения интенсивностей фонной (QD^{OP}) и бесфонной (QD^{NP}) компонент ФЛ при изменении размеров нанокластера [46]. В нашем случае из-за предполагаемой смены долин при $T \geq 60$ К такое сравнение необходимо проводить для двух температурных интервалов и с большим числом образцов в серии. Косвенным признаком того, что процессы излучательной рекомбинации сосредоточены в мелких КТ, является отсутствие зависимости ФЛ от толщины спейсера, которая варьировалась в пределах 3–20 нм. Из температурной зависимости интенсивности ФЛ (анализ Аррениуса) были получены следующие параметры зонной структуры: энергетический зазор Δ_2 – Δ_4 (~ 35 мэВ) и глубина минимума Δ_4 в КТ (~ 50 мэВ).

На основе этих данных, используя вид профилей концентрации Ge (рис. 6, *b*), мы иллюстрируем предлагаемую модель схемой на рис. 9. Локальные потенциальные ямы Δ_2 для электронов возле основания и вершины мелких КТ SQD расширены по сравнению с КТ LQD. Разделяющий их туннельный барьер Δ_2 в КТ более прозрачен. Такая ситуация, имеющая место при низких температурах, $T < 60$ К, аналогична двойной КЯ с тонким потенциальным барьером. Слабо локализованные электронные состояния обеих ям туннельно проникают в ядро КТ, электронно-дырочные волновые функции перекрываются, а сила осциллятора перехода возрастает. Повышение температуры перераспределяет электронные состояния из подзоны Δ_2 в минимум подзоны Δ_4 в КТ и стимулирует переход к прямому экситону. Наблюдаемый срыв ФЛ в крайней точке зависимости на рис. 7 ($d_{Ge} = 0.8$ нм) объясняется уменьшением мощности потенциальной ямы Δ_4 , что приводит к ее опустошению при высоких температурах. Таким образом, в рамках предложенной модели релаксация возбуждения при комнатной температуре проходит из матрицы Si через долину Δ_2 к интерфейсу и далее термостимулированным туннелированием в долину Δ_4 и ядро КТ SQD. Модель динамической рекомбинации прямого типа в КТ Ge с

заполнением долины Δ_2 электронами была предложена [47] и использована [48–50] для обычных КТ Ge/Si, подвергнутых интенсивной оптической накачке.

Измерения ФЛ с временным разрешением показали, что излучательное время жизни в ГТ-структурах с мелкими КТ SQD при комнатной температуре составляет 50–120 нс. Этот результат является аргументом в пользу предложенного механизма перехода к прямому экситону, поскольку характерные времена жизни прямого экситона в структуре Ge/Si составляют единицы микросекунд [5,51]. Полученный эффект от уменьшения размеров КТ Ge в ГТ-структуре Ge/Si был использован в этой работе при создании светоизлучающих *pin*-диодов с высокой для системы Ge/Si внешней эффективностью ЭЛ.

7. Электролюминесценция ГТ-структур

Решающее значение для использования ГТ-структур в лазерах имеют параметры люминесценции при электрической накачке, т.е. электролюминесценции (ЭЛ). В отличие от активной области принципы компоновки и характер процессов во внешних слоях являются общими для ГТ-структур InGaAs/GaAs и Ge/Si.

Так, например, эффективность излучения можно повысить, дополнив активную область *i*-обкладками из легированного материала матрицы. На рис. 10 мы демонстрируем это для ГТ-структуры Ge/Si. При увеличении плотности тока J фактор роста μ интенсивности ЭЛ A для полосы QD в структурах с *i*-обкладками равен 1, тогда как в структурах без *i*-обкладок фактор $\mu < 1$. Эффект связан, вероятно, с частичной термализацией в *i*-обкладках „горячих“ носителей, инжектированных *n*- и *p*-эмиттерами. Измерения для светоизлучающих диодов на основе ГТ-структур Ge/Si с мелкими КТ показали, что достижимая в настоящий момент внешняя квантовая эффективность составляет до $0.8 \cdot 10^{-4}$, что является абсолютным рекордом для структур Ge/Si с КТ Ge на длине волны 1.55 мкм при комнатной температуре [9,52,53].

Отдельным предметом исследования стал дизайн области электронного ограничения. Растекание носителей из активной зоны ограничивалось дополнительными барьерами внутри *i*-обкладок. Мы исходили из двух очевидных принципов, обеспечивающих эффективность ограничения:

- 1) максимальное приближение барьеров к активной области;
- 2) максимальная селективность барьеров по отношению к носителям разных знаков (сепарация).

В данной работе эти принципы были апробированы со следующими результатами:

- 1) для предотвращения образования дефектов и деформации спектра активных нанобъектов целесообразно отодвигать барьеры от активной области (на 20 нм в данной работе);

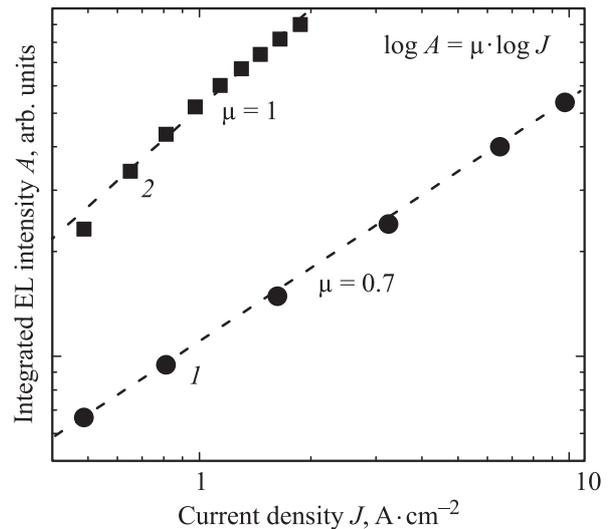


Рис. 10. Зависимость интегральной интенсивности ЭЛ (EL) для двух ГТ-структур Ge/Si с *i*-обкладками (1) и без них (2), измеренная при комнатной температуре.

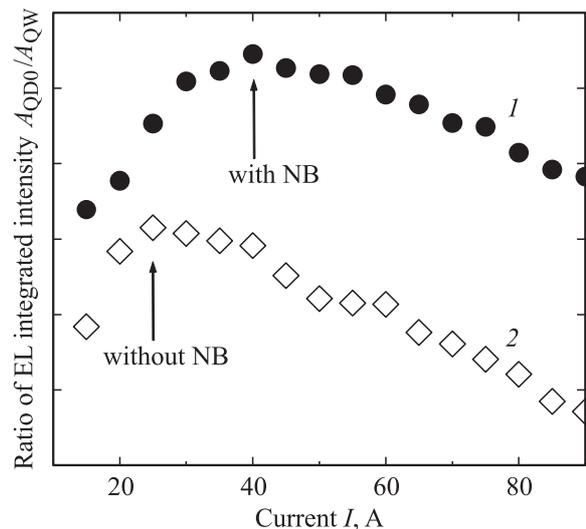


Рис. 11. Токовая зависимость относительной интенсивности ЭЛ (EL) полос QD0 и QW для двух ГТ-структур InGaAs/GaAs: с наностиками (1) и без них (2). Температура измерений — комнатная.

- 2) в целях упрощения технологии выращивания *p-i-n*-структур возможна замена селективных барьеров на составные неселективные без существенных потерь преимущества.

На рис. 11 представлены результаты сравнительного исследования при комнатной температуре ГТ-структур InGaAs/GaAs, размещенных в *i*-области, сформированной по этим принципам. Сравнивалась относительная интенсивность полос ЭЛ A_{QD0}/A_{QW} для ГТ-структур с наностиками и без них. Наличие наностиков, ускоряющих туннелирование между КЯ и КТ, дает выигрыш в интенсивности ЭЛ и делает область положительно-

го наклона A_{QD0}/A_{QW} более протяженной. Полученный результат говорит о высокой эффективности электрической накачки ГТ-структур с наномостиками и открывает перспективы для их использования в лазерных устройствах. „Мгновенная“ инжекция может оказаться новым механизмом, стимулирующим создание эффективных излучателей света. Образование каналов прямого обмена носителями через наномостики InGaAs (рис. 4, *b*) может упростить схему двойной туннельно-инжекционной структуры, предложенную в работах [54,55] для мощных диодных лазеров с высокой температурной стабильностью. В ГТ-структуре с наномостиками одна КЯ способна обеспечить двухчастичную накачку КТ и вторая КЯ может оказаться излишней. Снижение числа прецизионных слоев в гетероструктурах делает изготовление лазеров на их основе более технологичным.

Таким образом, преимущества разработанных ГТ-наноструктур подтверждены исследованиями ЭЛ на светоизлучающих чипах с оптимизированной *i*-областью. К ним относятся: для структур InGaAs/GaAs — наличие наномостиков при инверсной последовательности слоев с барьером тоньше 6 нм; для структур Ge/Si — мелкие КТ с нанометровым интерфейсом. Оптимизация *i*-области заключается в создании „охлаждающих“ *i*-обкладок с дополнительными барьерами для эффективного электронного ограничения.

8. Заключение

Изучены транспортные и излучательные свойства ГТ-структур InGaAs/GaAs и Ge/Si с КТ. Туннельные свойства структур исследованы методами ПЭМ и ФЛ. Экспериментально установлен экситонный характер туннелирования в системе КТ–КЯ InGaAs при низких температурах ($T < 160$ К). Для такой последовательности слоев (в отличие от пары КЯ–КТ) для тонких туннельных барьеров (< 6 нм) обнаружен сверхбыстрый обмен носителями (экситонами) в широком интервале температур 5–300 К. Зависимость времени туннелирования для таких ГТ-структур не следует экспоненциальному закону и объясняется „мгновенной“ инжекцией через наномостики, замыкающие вершины КТ и КЯ и имеющие собственное дырочное состояние. В ГТ-структурах Ge/Si с мелкими КТ получено интенсивное излучение на длине волны 1.55 мкм. Островки Ge имели размеры, сравнимые с размытостью интерфейса. Предложена модель, удовлетворительно объясняющая экспериментальные данные для ГТ-структур Ge/Si: зависимости интенсивности ФЛ от толщины слоя Ge и температуры измерений, излучательное время жизни прямого экситона и рамановское рассеяние. В ее основе лежат повышение силы осциллятора экситона за счет туннельного проникновения электронов в ядро КТ при низких температурах ($T < 60$ К); перераспределение электронных состояний в подзонах Δ_2 – Δ_4 при повышении температуры до комнатной. На исследованных ГТ-структурах обоих типов изготовлены

светоизлучающие диоды и проверены варианты дизайна активной области.

Авторы благодарны О. Moutanabbir за измерения спектров рамановского рассеяния, А. Frommfield, М. Reiche, S. Hopfer и С. Münx за помощь в приготовлении образцов.

Данная работа была поддержана научными программами президиума РАН, Отделения нанотехнологий и информационных технологий РАН, Германским федеральным министерством ВМБФ (грант № 03Z2HN12) и бюджетными грантами Санкт-Петербургского государственного университета.

Список литературы

- [1] N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, S.S. Ruvimov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. *Electron. Lett.*, **30**, 1416 (1994).
- [2] А.Е. Жуков. Лазеры на основе полупроводниковых наноструктур (СПб. Элмор, 2007).
- [3] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, А.Ю. Егоров, Н.А. Малеев, В.М. Устинов, Б.В. Воловик, М.В. Максимов, А.Ф. Цацуньников, Н.Н. Леденцов, Ю.М. Шерняков, А.В. Лунев, Ю.Г. Мусихин, Н.А. Берг, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **33**, 180 (1999).
- [4] M.M. Rieger, P. Vogl. *Phys. Rev. B*, **48**, 14276 (1993).
- [5] S. Fukatsu, H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Komiyama. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 258 (1997).
- [6] V.Ya. Aleshkin, N.A. Bekin, N.G.K. Kalugin, Z.F. Krasil'nik, A.V. Novikov, V.V. Postnikov. *JETP Lett.*, **67**, 48 (1998).
- [7] O.G. Schmidt, K. Eberl, Y. Rau. *Phys. Rev. B*, **62**, 16 715 (2000).
- [8] А.В. Двуреченский, А.И. Якимов. *ФТП*, **35**, 1143 (2001).
- [9] V.G. Talalaev, G.E. Cirilin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, P. Werner, U. Gösele, J.W. Tomm, T. Elsaesser. *Nanoscale Res. Lett.*, **1**, 137 (2006).
- [10] A.V. Novikov, M.V. Shaleev, A.N. Yablonskiy, O.A. Kuznetsov, Yu.N. Drozdov, D.N. Lobanov, Z.F. Krasilnik. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, S29 (2007).
- [11] L.V. Asryan, S. Luryi. *IEEE J. Quant. Electron.*, **37**, 905 (2001).
- [12] L.F. Register, C. Wanqiang, X. Zheng, M. Stroschio. *Int. J. High Speed Electron. Syst.*, **12**, 239 (2001).
- [13] P. Bhattacharya, S. Ghosh, S. Pradhan, J. Singh, Z.K. Wu, J. Urayama, K. Kim, T.B. Norris. *IEEE J. Quant. Electron.*, **39**, 952 (2003).
- [14] Z. Mi, P. Bhattacharya, S. Fathpour. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 153 109 (2005).
- [15] В.П. Евтихийев, О.В. Константинов, А.В. Матвеевцев, А.Е. Романов. *ФТП*, **36**, 79 (2002).
- [16] G. Sek, P. Poloczek, P. Podemski, R. Kudrawiec, J. Misiewicz, A. Somers, S. Hein, S. Höfling, A. Forchel. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 081 915 (2007).
- [17] V.G. Talalaev, J.W. Tomm, N.D. Zakharov, P. Werner, U. Gösele, B.V. Novikov, A.S. Sokolov, Yu.B. Samsonenko, V.A. Egorov, G.E. Cirilin. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 031 105 (2008).

- [18] В.Г. Талалаев, А.В. Сеничев, Б.В. Новиков, J.W. Tomm, T. Elsaesser, Н.Д. Захаров, P. Werner, U. Gösele, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин. ФТП, **44**, 1084 (2010).
- [19] Yu.I. Mazur, Zh.M. Wang, G.G. Tarasov. // Phys. Rev. B, **71**, 235 313 (2005).
- [20] V.G. Talalaev, J.W. Tomm, A.S. Sokolov, I.V. Shtrom, B.V. Novikov, A. Winzer, R. Goldhahn, G. Gobsch, N.D. Zakharov, P. Werner, U. Gösele, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, V.M. Ustinov, G.G. Tarasov. J. Appl. Phys., **100**, 083 704 (2006).
- [21] T. Tada, A. Yamaguchi, T. Ninomiya, H. Uchiki, T. Kobayashi, T. Yao. J. Appl. Phys., **63**, 5491 (1988).
- [22] M. Nido, M.G.W. Alexander, W.W. Ruehle. Appl. Phys. Lett., **56**, 355 (1990).
- [23] J.N. Zeng, I. Souma, Y. Amemiya, Y. Oka. J. Surf. Analysis, **3**, 529 (1997).
- [24] С.В. Зайцев, А.С. Бричкин, П.С. Дорожкин, G. Bacher. ФТП, **42**, 831 (2008).
- [25] I. Lawrence, S. Haacke, H. Mariette, W.W. Rühle, H. Ulmer-Tuffigo, J. Cibert, G. Feuillet. Phys. Rev. Lett., **73**, 2131 (1994).
- [26] S. Ten, F. Henneberger, M. Rabe, N. Peyghambarian. Phys. Rev. B, **53**, 12 637 (1996).
- [27] Д.А. Мазуренко, А.В. Акимов. ФТТ, **43**, 719 (2001).
- [28] S.V. Zaitsev, A.S. Brichkin, Yu.A. Tarakanov, G. Bacher. Phys. Status Solidi B, **247**, 353 (2010).
- [29] A. Tomita, J. Shah, R.S. Knox. Phys. Rev. B, **53**, 10 793 (1996).
- [30] S.K. Lyo. Phys. Rev. B, **62**, 13 641 (2000).
- [31] F.C. Michl, R. Winkler, U. Roessler. Sol. St. Commun., **99**, 13 (1996).
- [32] В.Г. Талалаев, А.В. Сеничев, Б.В. Новиков, J.W. Tomm, L.V. Asryan, Н.Д. Захаров, P. Werner, А.Д. Буравлев, Ю.Б. Самсоненко, А.И. Хребтов, И.П. Сошников, Г.Э. Цырлин. Вестн. СПбГУ, в печати (2012).
- [33] A.V. Senichev, V.G. Talalaev, J.W. Tomm, B.V. Novikov, P. Werner, G.E. Cirlin. Phys. Status Solidi (RRL), **5**, 385 (2011).
- [34] Ч.С. Ким, А.М. Сатанин, В.Б. Штенберг. ФТП, **36**, 569 (2002).
- [35] R.C. Iotti, L.C. Andreani. Semicond. Sci. Technol., **10**, 1561 (1995).
- [36] M. Bayer, S.N. Walck, T.L. Reinecke. Phys. Rev. B, **57**, 6584 (1998).
- [37] I. Galbraith, G. Duggan. Phys. Rev. B, **40**, 5515 (1989).
- [38] H. Sunamura, S. Fukatsu, N. Usami, Y. Shiraki. J. Cryst. Growth, **157**, 265 (1995).
- [39] O.G. Schmidt, O. Kienzle, Y. Hao, K. Eberl, F. Ernst. Appl. Phys. Lett., **74**, 1272 (1999).
- [40] K. Eberl, O.G. Schmidt, R. Duschl, O. Kienzle, E. Ernst, Y. Rau. Thin Sol. Films, **369**, 33 (2000).
- [41] A.V. Novikov, D.N. Lobanov, A.N. Yablonsky, Y.N. Drozdov, N.V. Vostokov, Z.F. Krasilnik. Physica E, **16**, 467 (2003).
- [42] T. Baier, U. Mantz, K. Thonke, R. Sauer, F. Schäffler, H.-J. Herzog. Phys. Rev. B, **50**, 15 191 (1994).
- [43] M. El Kurdi, S. Sauvage, G. Fishman, P. Boucaud. Phys. Rev. B, **73**, 195 327 (2006).
- [44] A. Tonkikh, N. Zakharov, V. Talalaev, P. Werner. Phys. Status Solidi (RRL), **4**, 224 (2010).
- [45] Т.М. Бурбаев, Т.Н. Заварицкая, В.А. Курбатов, Н.Н. Мельник, В.А. Цветков, К.С. Журавлев, В.А. Марков, А.И. Никифоров. ФТП, **35**, 979 (2001).
- [46] V. Ya. Aleshkin, N.A. Bekin. J. Phys.: Condens. Matter, **9**, 4841 (1997).
- [47] M.L.W. Thewalt, D.A. Harrison, C.F. Reinhart, J.A. Wolk, H. Lafontaine. Phys. Rev. Lett., **79** (2), 269 (1997).
- [48] B.V. Kamenev, L. Tsybeskov, J. Baribeau, D.J. Lockwood. Phys. Rev. B, **72**, 193 306 (2005).
- [49] M. Larsson, A. Elfving, W.-X. Ni, G.V. Hansson, P.O. Holtz. Phys. Rev. B, **73**, 195 319 (2006).
- [50] B. Julsgaard, P. Balling, J.L. Hansen, A. Svane, A.N. Larsen. Appl. Phys. Lett., **98**, 093 101 (2011).
- [51] G. Bremond, M. Serpentine, A. Souifi, G. Guillot, B. Jacquier, M. Abdallah, I. Berbezier, B. Joyce. Microelectron. J., **30**, 357 (1999).
- [52] W.-H. Chang, A.T. Chou, W.Y. Chen, H.S. Chang, T.M. Hsu, Z. Pei, P.S. Chen, S.W. Lee, L.S. Lai, S.C. Lu, M.-J. Tsai. Appl. Phys. Lett., **83**, 2958 (2003).
- [53] Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, К.Е. Кудрявцев, Д.В. Шенгуров, Ю.Н. Дроздов, А.Н. Яблонский, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник, Н.Д. Захаров, P. Werner. ФТП, **43**, 332 (2009).
- [54] L.V. Asryan, S. Luryi. Sol. St. Electron., **47**, 205 (2003).
- [55] D.-S. Han, L.V. Asryan. Appl. Phys. Lett., **92**, 251 113 (2008).

Редактор Л.В. Беляков

Light-emitting tunnel nanostructures based on quantum dots in the Si and GaAs matrix

V.G. Talalaev*[‡], A.A. Tonkikh*, N.D. Zakharov*, A.V. Senichev*[•], J.W. Tomm[†], P. Werner*, B.V. Novikov[•], L.V. Asryan[□], B. Fuhrmann[◇], J. Schilling^{‡◇}, H.S. Leipner^{‡◇}, A.D. Bouraulev[■], Yu.B. Samsonenko^{■◦}, A.I. Khrebtov[■], I.P. Soshnikov^{■♦}, G.E. Cirlin^{■◦}

* Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, 06120 Halle (Saale), Germany

† Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie, 12489 Berlin, Germany

• Fock Institute of Physics, St. Petersburg State University, 198504 Petrodvorets, Russia

‡ Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, ZIK SiLi-nano, 06120 Halle, Germany

◇ Martin-Luther-Universität, IZM, 06120 Halle, Germany

□ Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA

■ St. Petersburg Academic University Nanotechnology Research and Education Centre, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

♦ Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

◦ Institute for Analytical Instrumentation, Russian Academy of Sciences, 190103 St. Petersburg, Russia

Abstract Light-emitting heterostructures InGaAs/GaAs and Ge/Si have been studied. Their active region consists of the system comprising nanoobjects with different dimensions: layers of quantum dots, quantum wells and tunnel barrier. The carrier exchange, that precedes their radiative recombination, is studied in the context of tunnel interaction of nanoobjects. The exciton mechanism of tunneling was established for the „quantum well — InGaAs quantum dot layer“ system. In such structures having the barrier thickness of < 6 nm an anomalously fast transfer of carriers (excitons) from the quantum well has been observed. The role of the above-barrier state resonance is discussed. It can provide a „momentary“ injection into quantum dots. In the Ge/Si structures Ge quantum dots have been produced, which have a height comparable with the Ge/Si interface diffusiveness. The intensive luminescence of such structures at $1.55 \mu\text{m}$ is explained not only by the high density of island array. The model is based on: (i) the increase of the exciton oscillator strength resulting from the electron penetration into the quantum dot core by tunneling at low temperature; (ii) redistribution of electron states in the Δ_2 – Δ_4 subbands, when temperature increases to ambientone. Light-emitting diodes have been manufactured on the basis of studied structures of both types. The diodes have been used for testing the design options of active region. It has been demonstrated that the selective pumping of the injector and tunnel transfer of „cold“ carriers (excitons) are more effective than their direct capture into the nanoemitter.