

Кинетика люминесцентного отклика самоформирующихся наноостровков Ge(Si), встроенных в двумерные фотонные кристаллы

© А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, М.В. Степихова, С.М. Сергеев, Н.А. Байдакова,
М.В. Шалеев, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: yablonsk@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Представлены результаты исследования спектрально-кинетических характеристик фотолюминесценции двумерных фотонных кристаллов, полученных на основе структур с самоформирующимися наноостровками Ge(Si). Рассматривается наблюдаемое в таких структурах увеличение интенсивности сигнала фотолюминесценции наноостровков в спектральном диапазоне 1.1–1.6 мкм в результате взаимодействия с излучательными модами фотонных кристаллов вблизи точки Г зоны Бриллюэна и влияние такого взаимодействия на вероятность излучательной рекомбинации в наноостровках Ge(Si).

Ключевые слова: наноостровки Ge(Si), фотонные кристаллы, фотолюминесценция, кинетика фотолюминесценции, эффект Парселла.

DOI: 10.21883/FTP.2020.10.49960.42

1. Введение

Одним из основных путей развития кремниевой наноэлектроники в настоящее время является интеграция электронных и оптоэлектронных устройств на одном кремниевом чипе [1]. В качестве источников излучения в разрабатываемых кремниевых оптоэлектронных схемах в настоящее время используются лазеры на основе прямозонных материалов $A^{III}B^V$, которые интегрируются в кремниевые чипы с использованием технологии сращивания (bonding) [2,3], однако данный подход требует значительных технологических и финансовых затрат. Создание источников излучения на основе SiGe-структур позволило бы существенно уменьшить затраты на интеграцию на одной пластине фотонных и электронных элементов [4], поскольку такие структуры уже являются частью современной кремниевой интегральной технологии [5,6]. К настоящему времени показана возможность создания на основе SiGe-структур источников излучения ближнего инфракрасного диапазона, включая лазеры с оптической и электрической накачкой [7–10]. Одним из наиболее перспективных типов светоизлучающих SiGe-структур являются структуры с самоформирующимися наноостровками Ge(Si), в которых при комнатной температуре имеется сигнал фото- и электролюминесценции в спектральной области 1.3–1.6 мкм [11–15], используемой для передачи информации в оптоэлектронных схемах и волоконно-оптических линиях связи.

В последние годы широкую популярность получила идея увеличения эффективности излучательной рекомбинации в полупроводниковых структурах за счет взаимодействия их излучения с микрорезонаторами [16–19]. В этой области светоизлучающие структуры с островками Ge(Si) могут выступать в качестве модельной систе-

мы, поскольку наличие коммерчески доступных подложек „кремний-на-изоляторе“ (SOI) и хорошо развитая технология роста и послеростовой обработки таких структур позволяют относительно легко формировать на их основе различные микрорезонаторы [20–25], в частности микрорезонаторы на основе фотонных кристаллов (ФК/PhC). Структуры с ФК и фотонно-кристаллическими микрорезонаторами являются предметом интенсивных исследований, направленных на развитие новых подходов к управлению оптическими свойствами полупроводниковых материалов [26,27]. Кроме того, структуры с островками Ge(Si), встроенными в микрорезонаторы, представляют и практический интерес, так как для подобных структур сообщалось о наблюдении лазерной генерации при низких температурах [28] и многократном (до 150 раз) увеличении интенсивности фотолюминесценции островков при комнатной температуре [29]. Существенным преимуществом структур с наноостровками Ge(Si) является трехмерная пространственная локализация носителей заряда в островках, что обуславливает относительно слабое влияние протяженных и точечных дефектов на эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда в островках [30]. Это оказывается особенно важным при создании на основе таких структур фотонных кристаллов и ФК-резонаторов, поскольку их формирование сопровождается значительным увеличением числа поверхностных центров безызлучательной рекомбинации. Еще одним преимуществом структур с наноостровками Ge(Si) является возможность выращивания таких структур непосредственно на подложках SOI, что обеспечивает эффективную локализацию излучения в верхнем, активном слое структуры. Для структур с наноостровками Ge(Si), встроенными в низкоразмерные резонаторы на основе ФК, было показано

значительное увеличение сигнала фото- и электролюминесценции островков при комнатной температуре за счет эффективного взаимодействия электромагнитного поля, локализованного в микрорезонаторе, с излучающей средой (эффект Парселла [31]). При этом существует весьма небольшое количество работ, посвященных исследованию островков Ge(Si) в ФК, не содержащих микрорезонатор [32,33]. В то же время очевидным преимуществом таких структур по сравнению со структурами с ФК-микрорезонаторами является отсутствие ограничения на размеры излучающей области, а также узкая диаграмма направленности и возможность управления направленностью излучения. В таких ФК увеличение интенсивности излучения островков Ge(Si) может осуществляться как за счет повышения эффективности вывода излучения из структуры (что в большинстве работ, посвященных исследованию ФК без микрорезонатора на основе различных полупроводниковых структур, рассматривается как основной механизм), так и за счет повышения вероятности излучательной рекомбинации (уменьшение излучательного времени жизни) носителей заряда в островках Ge(Si) вследствие взаимодействия активной среды (островков) с излучательными модами ФК, характеризующимися малой групповой скоростью и высокой плотностью состояний в точке Г зоны Бриллюэна. Можно предположить, что по сравнению со структурами на основе прямозонных полупроводников, в структурах на основе Si и SiGe, в частности в структурах с наноструктурами Ge(Si), второй механизм (эффект Парселла) может иметь большее значение, поскольку в таких структурах существенное влияние на характерные времена жизни носителей заряда оказывают процессы безызлучательной рекомбинации [34,35]. Одним из наиболее эффективных методов исследования процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации в полупроводниковых структурах является спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ/PL) с временным разрешением. На сегодняшний день существует большое количество работ, посвященных исследованию люминесцентных свойств самоформирующихся островков Ge(Si) [36–41], в том числе кинетических характеристик ФЛ островков Ge(Si) [28,34,35,42–44], однако нам не известны работы, посвященные исследованию спектрально-кинетических характеристик ФЛ островков Ge(Si), встроенных в ФК. С целью выявления возможного вклада эффекта Парселла в усиление интенсивности ФЛ в ФК в данной работе методом спектроскопии микрофотолюминесценции (микро-ФЛ) с субнаносекундным временным разрешением были проведены исследования спектрокинетических свойств структур с самоформирующимися наноструктурами Ge(Si), встроенными в двумерные ФК. Были исследованы спектрокинетические зависимости ФЛ таких структур, проведено сравнение характерных времен спада ФЛ островков в ФК с различными параметрами и вне ФК, а также рассмотрена зависимость характерных времен спада ФЛ от температуры.

2. Методика эксперимента

Исходная структура с самоформирующимися наноструктурами Ge(Si) была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке „кремний-на-изоляторе“ (SOI), в которой верхний слой Si на слое SiO₂ толщиной 3 мкм был утончен до 90 нм. Структура состояла из буферного слоя Si толщиной 50 нм, активной области, состоящей из 5 слоев островков Ge(Si), разделенных слоями Si толщиной 15 нм, и покровного слоя Si толщиной 50 нм. Суммарная толщина структуры поверх слоя SiO₂ составила ~ 250 нм. Температура роста островков Ge(Si) составляла 620 °С. Сигнал ФЛ полученных структур с островками Ge(Si) при комнатной температуре охватывает спектральный диапазон 1.2–1.6 мкм [13]. Люминесцентные свойства многослойных структур с островками Ge(Si), в том числе структур, выращенных на подложках SOI, были исследованы ранее в работах [43,44].

Для формирования на полученной структуре с наноструктурами Ge(Si) двумерных фотонных кристаллов (ФК) использовались методы электронной литографии и плазмохимического травления. Период решетки ФК (a) варьировался от 450 до 600 нм при постоянном отношении радиуса отверстий к периоду решетки $r/a \approx 0.2$. Размер каждого ФК составлял 20×25 мкм (см. вставку к рис. 1). Ранее было показано [33], что в полученных структурах для ФК с $a \geq 500$ нм при комнатной температуре наблюдается значительное увеличение интенсивности ФЛ наноструктур Ge(Si), встроенных в ФК, на длинах волн, соответствующих излучательным модам ФК вблизи точки Г зоны Бриллюэна. Подробности получения структур с ФК, а также некоторые их люминесцентные свойства, в частности зависимость спектров ФЛ островков Ge(Si), встроенных в ФК, от периода ФК a , приведены в работе [33].

Измерение стационарных спектров ФЛ островков Ge(Si), встроенных в ФК, было выполнено методом спектроскопии микро-ФЛ с использованием непрерывного твердотельного лазера Nd:YAG на длине волны 0.532 мкм. Фокусировка лазерного луча и сбор излучения с поверхности исследуемых структур осуществлялись с помощью объектива Mitutoyo Plan Apo NIR 10x, обеспечивающего размер пятна возбуждения на образце ~ 10 мкм (см. вставку к рис. 1). Запись спектров ФЛ проводилась с использованием фурье-спектрометра Bruker IFS 125HR со спектральным разрешением до 0.1 см^{-1} , регистрация сигнала ФЛ осуществлялась с помощью высокочувствительного Ge-фотоприемника (диапазон чувствительности 0.8–1.65 мкм).

Спектрально-кинетические исследования ФЛ островков Ge(Si) в ФК осуществлялись методом спектроскопии микро-ФЛ с субнаносекундным временным разрешением (рис. 1). Для возбуждения ФЛ использовалась пикосекундная лазерная система на основе Nd:YVO₄-лазера PX110 (Солар ЛС) с длиной волны излучения 532 нм, длительностью импульса ~ 0.01 нс и частотой

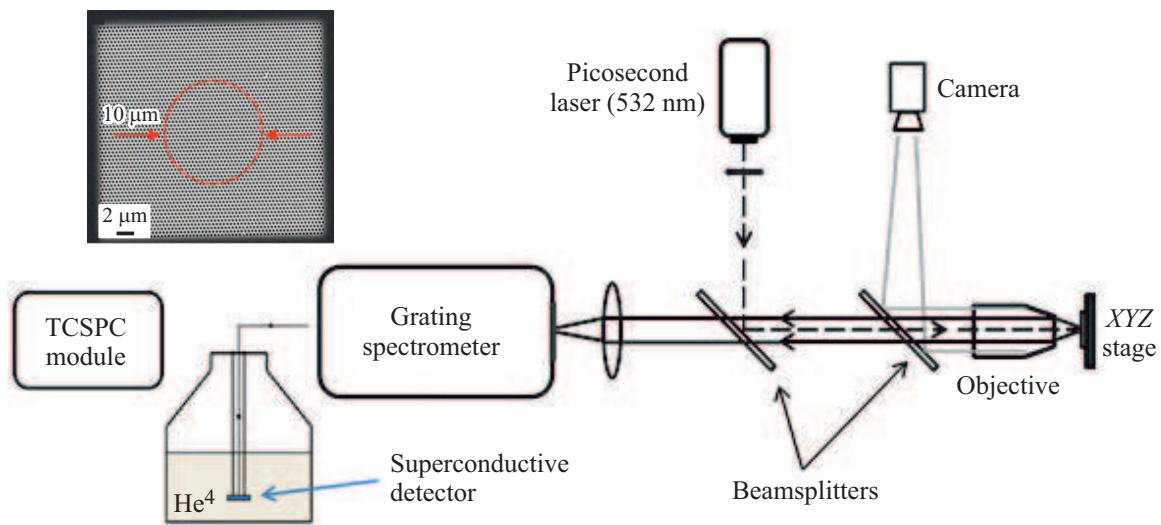


Рис. 1. Схема измерения спектров микро-ФЛ с субнаносекундным временным разрешением. Возбуждение ФЛ: пикосекундный импульсный лазер (длина волны $\lambda = 532$ нм), объектив. Регистрация спектров ФЛ: решеточный монохроматор, сверхпроводниковый детектор, охлаждаемый жидким гелием, система коррелированного по времени счета одиночных фотонов (TCSPC module). На вставке — изображение ФК, полученное методом сканирующей электронной микроскопии, и область возбуждения ФЛ.

повторения импульсов 75 МГц. Фокусировка лазерного луча и сбор излучения ФК, как и при исследовании стационарных спектров ФЛ, осуществлялись с помощью объектива Mitutoyo Plan Apo NIR 10x. Для регистрации спектрально-кинетических зависимостей ФЛ наноструктур Ge(Si) использовались решеточный монохроматор Acton 2300i (Acton Research), система регистрации одиночных фотонов на основе сверхпроводникового однофотонного детектора („Сконтел“) и система коррелированного по времени счета одиночных фотонов TimeHarp 260 (PicoQuant). Временное разрешение системы регистрации ФЛ составляло ~ 0.1 нс. Излучение исследуемых структур с помощью одномодового волокна заводилось с выхода монохроматора в криогенную вставку с детектором, которая помещалась в сосуд Дьюара с жидким гелием. Измерения ФЛ осуществлялись при температурах 300 и 77 К. Во втором случае образец помещался в специализированный проточный криостат для исследований в режиме микро-ФЛ.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведены спектры ФЛ, полученные при температуре 300 К для ФК с разными периодами ($a = 500$ – 600 нм), а также для области исследуемой структуры вне ФК (не подвергавшаяся обработке область). Как было показано ранее [33], для островков Ge(Si), встроенных в ФК с такими периодами, на определенных длинах волн, зависящих от параметров ФК и соответствующих излучательным модам ФК вблизи точки Г зоны Бриллюэна, наблюдается значительное увеличение интенсивности ФЛ по сравнению с островками,

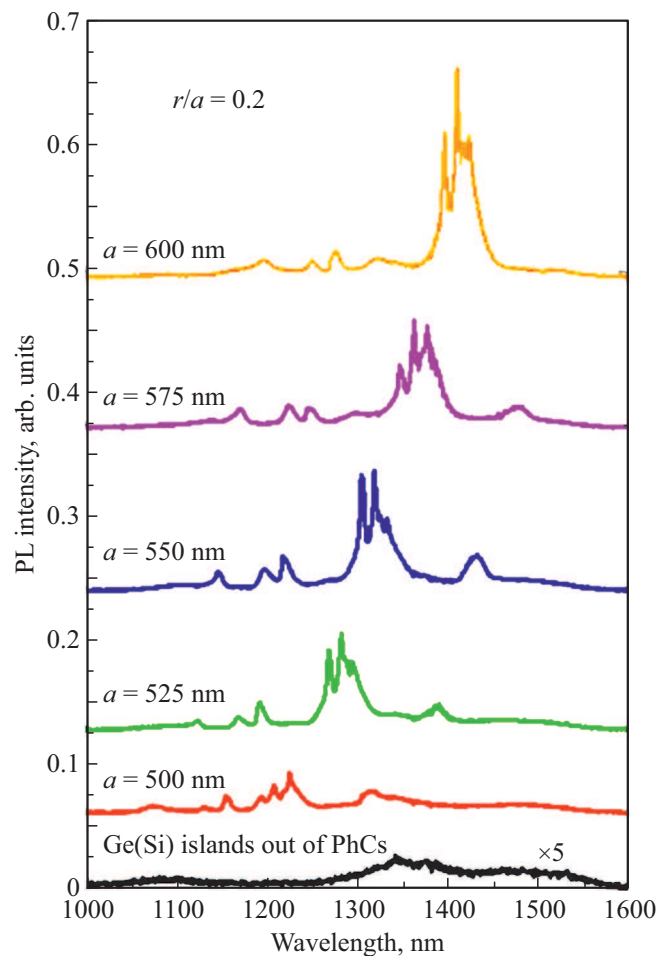


Рис. 2. Спектры микро-ФЛ островков Ge(Si) в серии ФК ($a = 500$ – 600 нм, $r/a = 0.2$) и вне ФК (увеличен в 5 раз), полученные при непрерывной накачке на длине волны 0.532 мкм. $T = 300$ К. Плотность мощности накачки ~ 12 кВт/см².

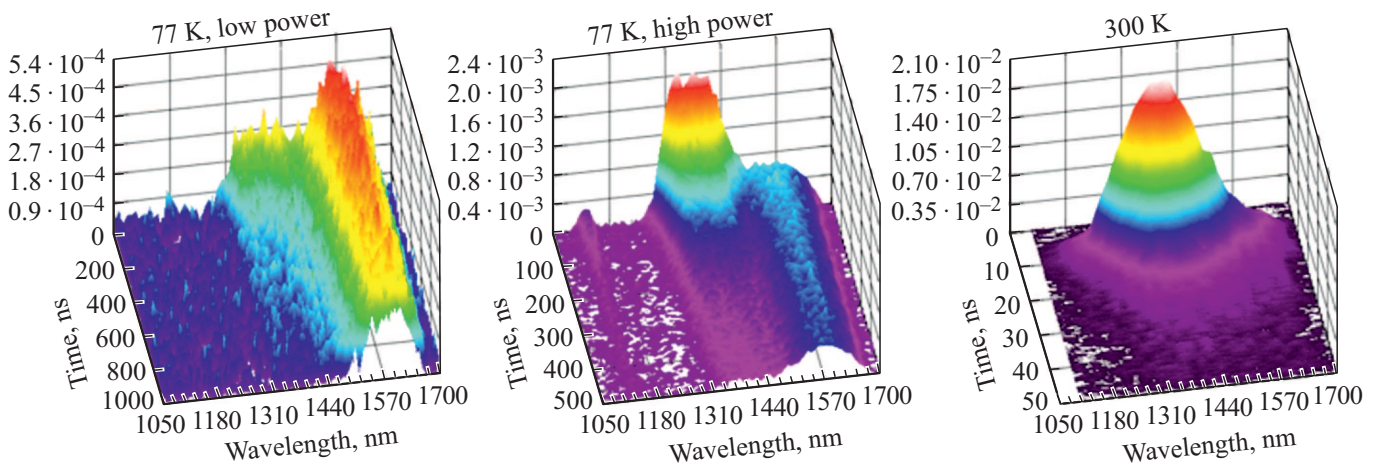


Рис. 3. Спектрально-кинетические зависимости ФЛ многослойной структуры с островками Ge(Si)/Si(001) (температура роста 650°C) в зависимости от мощности оптической накачки и температуры измерения: слева — 77 К, низкая мощность возбуждения; в центре — 77 К, высокая мощность возбуждения; справа — 300 К.

расположенными вне ФК. Возрастание интенсивности ФЛ островков Ge(Si) в ФК происходит как вследствие более эффективного вывода излучения из структуры, так и вследствие влияния взаимодействия активной среды (островков) с модами ФК на эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда в островках Ge(Si) [33]. Как видно из рис. 2, при рассматриваемом в данной работе соотношении $r/a \approx 0.2$ максимальное усиление интенсивности сигнала ФЛ островков Ge(Si) наблюдается для ФК с периодами решетки 550–600 нм, что связано с совпадением значений длин волн, соответствующих излучательным модам таких ФК, со спектральной областью излучения островков Ge(Si) при комнатной температуре (1.25–1.6 мкм) [13]. Наибольшее увеличение интенсивности в максимуме сигнала и интегральной интенсивности ФЛ островков в ФК составляет соответственно 35 и 7 раз по сравнению с ФЛ островков в области без ФК [33].

Как было сказано выше, для структур с ФК, не содержащими микрорезонатор, рассматривается два основных механизма повышения интенсивности излучения активной среды. Первый механизм, состоящий в увеличении эффективности вывода излучения из активного слоя структуры, не должен оказывать влияние на процессы рекомбинации носителей заряда в активной среде (в нашем случае в наноструктурах Ge(Si)), т.е. не должен приводить к изменению характерных времен жизни носителей заряда в островках. Второй механизм состоит во влиянии взаимодействия активной среды с излучательными модами ФК, имеющими малую групповую скорость и высокую плотность состояний вблизи точки Γ зоны Бриллюэна, на вероятность излучательной рекомбинации в островках Ge(Si) (эффект Парселла). В исследуемых структурах этот механизм может оказывать существенное влияние на излучательное время жизни носителей заряда в островках Ge(Si), встроенных в ФК.

При исследовании взаимодействия излучения островков Ge(Si) с излучательными модами ФК необходимо учесть сложный характер временных зависимостей ФЛ самих островков Ge(Si). В частности, для многослойных структур с островками Ge(Si), аналогичных структуре, исследованной в данной работе, было показано [43,44], что временные зависимости ФЛ островков Ge(Si) характеризуются наличием нескольких участков с различными временами спада ФЛ. При этом повышение как уровня оптической накачки, так и температуры измерения приводит к смещению максимума интенсивности ФЛ островков Ge(Si) в коротковолновую область спектра (см. рис. 3). Такое смещение связывается с возрастанием вклада в спектр ФЛ островков Ge(Si) более высокоэнергетических излучательных переходов, в частности переходов, связанных с прямой в пространстве излучательной рекомбинацией носителей заряда в островках [44,45]. Такие излучательные переходы вследствие более сильного перекрытия волновых функций электронов и дырок характеризуются большей вероятностью и соответственно более короткими временами по сравнению с непрямой в пространстве рекомбинацией дырок в островках Ge(Si) и электронов в слоях Si, разделяющих островки. В результате в спектрально-кинетических зависимостях ФЛ островков Ge(Si) наблюдается существенная зависимость характерных времен спада ФЛ от длины волны (рис. 3). Кроме того, при повышении температуры измерения в структурах с островками Ge(Si) возрастает роль процессов безизлучательной рекомбинации носителей заряда, что также может приводить к существенному сокращению времени спада ФЛ островков Ge(Si) (рис. 3). Таким образом, характерные времена спада ФЛ островков Ge(Si) в исследуемой структуре с ФК при 300 К, наряду с влиянием ФК, определяются как типами излучательных переходов в островках, так и вкладом процессов безизлучательной рекомбинации носителей заряда. Следует отметить, что

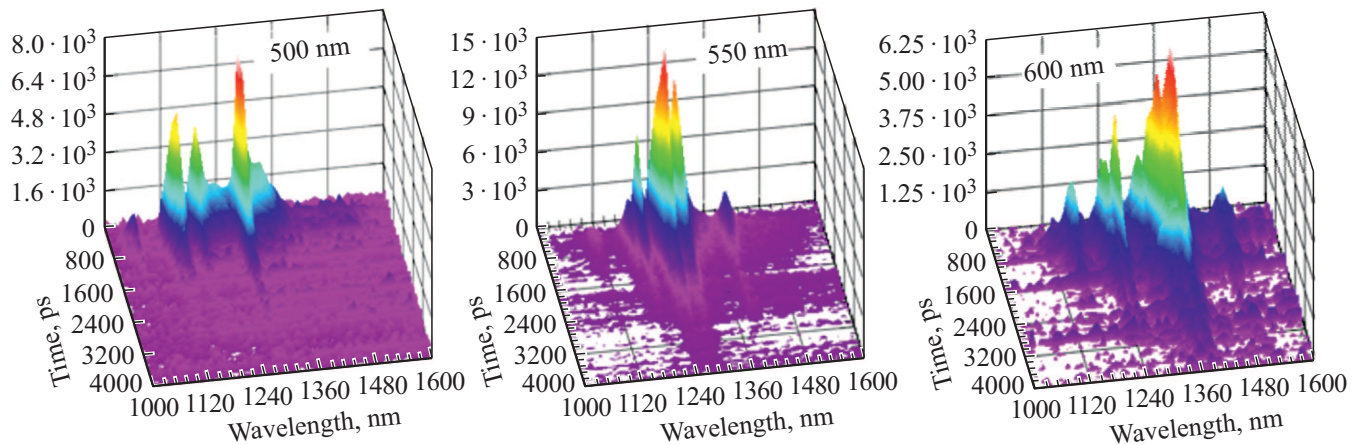


Рис. 4. Спектрально-кинетические зависимости ФЛ островков Ge(Si) в ФК с периодами 500, 550 и 600 нм ($r/a = 0.2$), полученные при 300 К. Средняя плотность мощности накачки ~ 12 кВт/см².

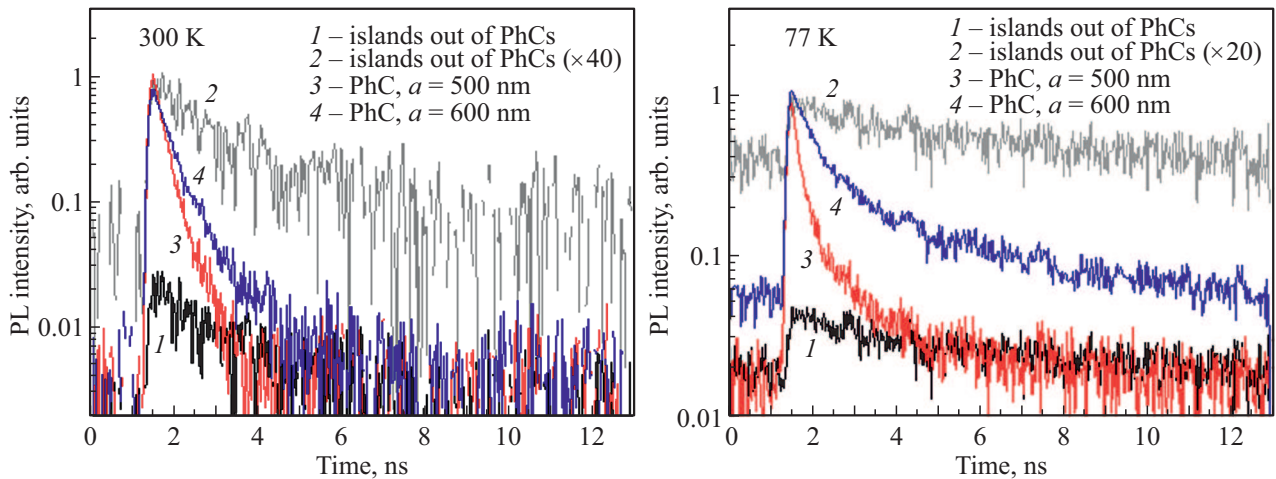


Рис. 5. Временные зависимости ФЛ островков Ge(Si) в ФК с разными периодами и вне ФК, измеренные при температурах 300 и 77 К. Для наглядности также приведены временные зависимости ФЛ островков вне ФК, увеличенные в 40 раз при 300 К и в 20 раз при 77 К. Средняя плотность мощности накачки ~ 1.2 кВт/см².

положение максимума интенсивности ФЛ островков (1.38 мкм) в исходной структуре при 300 К (правый спектр на рис. 3) близко к положению максимума ФЛ островков в необрабатываемой области структуры с ФК (нижняя кривая на рис. 2).

На рис. 4 приведены полученные при 300 К спектрально-кинетические зависимости ФЛ островков Ge(Si), встроенных в ФК с разными периодами (500–600 нм). Узкие линии, наблюдаемые в приведенных спектрах, соответствуют усилению интенсивности ФЛ наноструктур на длинах волн, отвечающих излучательным модам ФК вблизи точки Г зоны Бриллюэна [33]. С увеличением периода ФК наблюдается смещение линий ФЛ в длинноволновую область спектра. При этом, как видно из рис. 4, в ФК с большим периодом наблюдаются более длинные времена спада ФЛ, что может быть связано с большим вкладом в сигнал ФЛ не прямых в пространстве излучательных переходов в островках Ge(Si) [43]. Характерные времена спада ФЛ островков Ge(Si) в ФК,

определенные из аппроксимации полученных временных зависимостей ФЛ экспоненциальной функцией, варьировались в диапазоне от 0.25 до 0.46 нс, в первую очередь в зависимости от периода ФК и, как следствие, от спектрального положения линий ФЛ островков Ge(Si), усиленных модами фотонного кристалла.

Для сравнения характерных времен спада ФЛ островков Ge(Si) в ФК и вне ФК были измерены временные зависимости ФЛ в различных областях исследуемой структуры (рис. 5). Следует отметить, что при высоких уровнях оптической накачки заметный вклад в начальный участок временных зависимостей интенсивности ФЛ островков Ge(Si) могут давать безызлучательные процессы, связанные, например, с оже-рекомбинацией носителей заряда в островках [46–48]. Чтобы минимизировать влияние процессов оже-рекомбинации на вид кинетики спада ФЛ островков Ge(Si), мощность импульсной оптической накачки была уменьшена до минимального значения, при котором была возможна

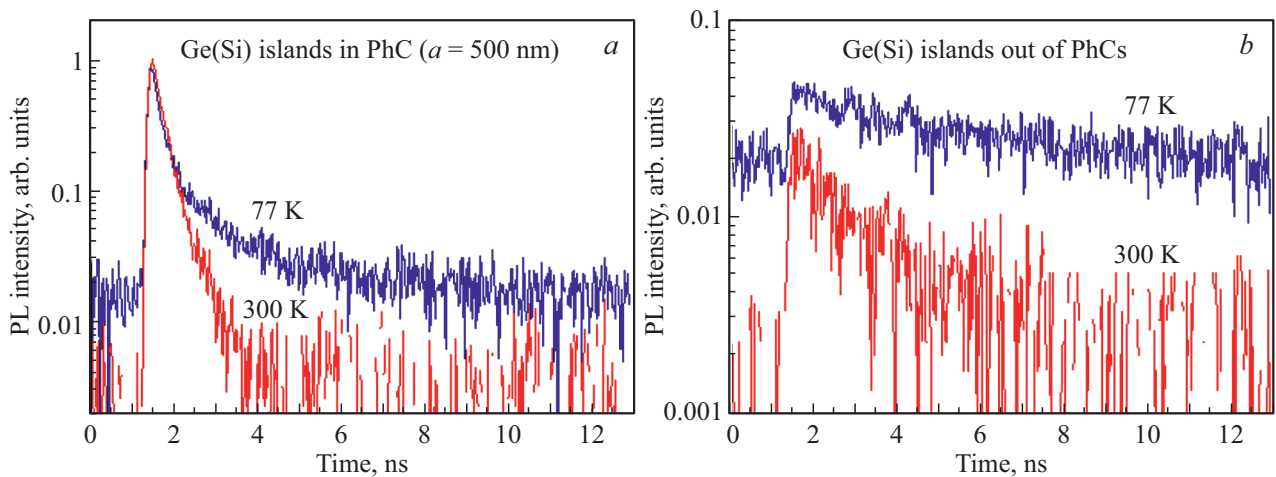


Рис. 6. Сравнение временных зависимостей ФЛ островков Ge(Si) в ФК с периодом 500 нм (а) и островков вне ФК (b) при температурах 300 и 77 К. Средняя плотность мощности накачки ~ 1.2 кВт/см².

регистрация сигнала ФЛ островков вне ФК (средняя мощность 1 мВт, что соответствовало средней плотности мощности ~ 1.2 кВт/см²). При этом для регистрации временных зависимостей ФЛ островков Ge(Si) решетка монохроматора устанавливалась на нулевую длину волны, что приводило к измерению интегральной по спектру интенсивности ФЛ. В случае измерения кинетики ФЛ островков в ФК предполагалось, что все линии ФЛ исследуемого ФК, попадающие в рассматриваемый спектральный диапазон (1.2–1.6 мкм), характеризуются одинаковой зависимостью интенсивности ФЛ от времени. Как видно из рис. 4, такое допущение является вполне оправданным, поскольку основной вклад в сигнал ФЛ каждого ФК, как правило, вносят одна или две наиболее интенсивные линии ФЛ, имеющие близкие длины волн и, как следствие, практически одинаковое время спада. При этом, чтобы исключить возможный вклад в интегральный (по спектру) сигнал ФЛ островков межзонной ФЛ кремния, а также рассеянного лазерного излучения (на длинах волн 0.532 и 1.064 мкм), при регистрации временных зависимостей ФЛ перед входной щелью монохроматора устанавливался дополнительный интерференционный фильтр low-pass (IR1200), отсекающий излучение с длиной волны меньше 1.2 мкм. Аналогичным образом измерялись временные зависимости ФЛ островков Ge(Si), расположенных вне области формирования ФК.

Сравнительные исследования ФЛ островков Ge(Si), расположенных в ФК и вне ФК, проведенные при 300 К (рис. 5), показали, что наряду со значительным возрастанием интенсивности ФЛ островков Ge(Si) в ФК на длинах волн, соответствующих излучательным модам ФК, наблюдается существенное уменьшение времени спада ФЛ островков, встроенных в ФК ($\tau = 0.25$ – 0.46 нс), по сравнению с островками, расположенными вне области формирования ФК ($\tau \approx 1.5$ нс при 300 К). Наблюдаемое уменьшение времени спада ФЛ островков Ge(Si) в ФК

может быть обусловлено сокращением излучательного времени жизни носителей заряда в таких ФК вследствие проявления эффекта Парселла. Хорошо известно, что для светоизлучающих структур на основе таких непрямозонных материалов, как Si и SiGe, в частности для структур с самоформирующимися островками Ge(Si), существенное влияние на характерные времена жизни носителей заряда, особенно при высоких температурах, оказывают процессы безызлучательной рекомбинации [34,35], т.е. характерное время спада ФЛ островков Ge(Si) вне ФК (~ 1.5 нс при 300 К) может в первую очередь определяться временем безызлучательной рекомбинации электронно-дырочных пар при 300 К в исходных структурах с островками до формирования ФК. При этом характерные излучательные времена рекомбинации носителей заряда в островках Ge(Si) могут оказаться существенно большими вследствие как непрямозонного характера излучательных переходов, так и частичного пространственного разделения носителей заряда в островках Ge(Si) (дырки) и в Si-слоях, разделяющих островки (электроны). Для островков Ge(Si), расположенных в ФК, их взаимодействие с излучательными модами ФК может приводить к увеличению вероятности, уменьшению характерного времени излучательной рекомбинации носителей заряда в островках и, как следствие, к повышению интенсивности ФЛ островков Ge(Si).

Другой возможной причиной сокращения времени спада ФЛ островков в ФК может являться возрастание скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда в ФК, связанное с увеличением количества центров безызлучательной рекомбинации на развитой поверхности ФК. В пользу первого механизма (сокращение излучательного времени жизни носителей заряда в ФК вследствие эффекта Парселла) свидетельствует слабая температурная зависимость быстрой (и наиболее интенсивной) компоненты во временных зависимостях ФЛ островков в ФК (см. рис. 5 и 6). На рис. 6 приве-

дено сравнение временных зависимостей ФЛ островков Ge(Si) в одном из ФК (с периодом 500 нм) при 300 и 77 К. Видно, что как интенсивность, так и характерное время спада быстрой компоненты в кинетике спада ФЛ островков в ФК практически не зависят от температуры. В то же время для островков Ge(Si), расположенных вне ФК, наблюдается существенное падение интенсивности и уменьшение времени спада ФЛ при повышении температуры от 77 К ($\tau \approx 3$ нс) до 300 К ($\tau \approx 1.5$ нс) (рис. 6). Следует отметить, что в кинетике ФЛ островков Ge(Si) в ФК наряду с интенсивной быстрой компонентой присутствуют более слабые медленные компоненты, которые, как и ФЛ островков вне ФК, характеризуются сильным температурным гашением (см. рис. 5 и 6). Эти компоненты дают значительный вклад в интегральную интенсивность ФЛ островков Ge(Si) в ФК при 77 К, однако практически отсутствуют при 300 К. Данные компоненты в сигнале ФЛ островков в ФК могут быть обусловлены, в частности, излучательными переходами в островках с энергиями, не соответствующими излучательным модам ФК вблизи точки Г зоны Бриллюэна. В этом случае отсутствие взаимодействия с модами ФК и соответственно влияния эффекта Парселла на вероятность излучательной рекомбинации может привести к значительному температурному гашению, наблюдаемому для данных компонент в сигнале ФЛ островков в ФК. Для более точного определения природы различных компонент в кинетике ФЛ островков Ge(Si), встроенных в ФК, и уточнения вклада эффекта Парселла в значительное увеличение интенсивности ФЛ в ФК необходимо проведение дополнительных исследований, в частности измерение спектрально-кинетических зависимостей ФЛ островков в ФК при различных температурах.

4. Заключение

В работе представлены результаты исследования спектрально-кинетических характеристик фотолуминесценции самоформирующихся наноструктур Ge(Si), встроенных в двумерные фотонные кристаллы. Рассматривается наблюдаемое в таких структурах увеличение интенсивности сигнала фотолуминесценции наноструктур в спектральном диапазоне 1.1–1.6 мкм в результате взаимодействия с излучательными модами фотонных кристаллов вблизи точки Г зоны Бриллюэна и влияние такого взаимодействия на вероятность излучательной рекомбинации в наноструктурах Ge(Si). Показано, что в таких структурах наряду со значительным возрастанием интенсивности ФЛ островков Ge(Si) на длинах волн, соответствующих излучательным модам ФК вблизи точки Г зоны Бриллюэна, наблюдается существенное сокращение времени спада ФЛ островков, встроенных в ФК, по сравнению с ФЛ островков, расположенных вне области формирования ФК. Показано, что в отличие от сигнала ФЛ островков Ge(Si) в исходных структурах, для островков, встроенных в ФК, быстрая

компонента в кинетике спада ФЛ, дающая основной вклад в интегральный по времени сигнал ФЛ таких островков, практически не зависит от температуры, что связывается со значительным влиянием взаимодействия островков Ge(Si) с излучательными модами ФК на эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда в островках.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-42-520047_p) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 13. При изготовлении фотонных кристаллов на основе кремниевых структур с Ge(Si)-наноструктурами использовалось оборудование ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур ИФМ РАН“.

Благодарности

Авторы благодарят Д.Е. Уткина (ИФП СО РАН) за проведение электронной литографии.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Wang, Y. Long. *Sci. Bull.*, **63**, 1267 (2018).
- [2] R.W. Kelsall. *Nature Photonics*, **6**, 577 (2012).
- [3] H. Park, A. Fang, S. Kodama, J. Bowers. *Opt. Express*, **13** (23), 9460 (2010).
- [4] L. Tsybeskov, D.J. Lockwood. *Proc. IEEE*, **97** (7), 1284 (2009).
- [5] S. Saito, A. Al-Attili, K. Oda, Y. Ishikawa. *Semicond. Sci. Technol.*, **31**, 043002 (2016).
- [6] V. Reboud, A. Gassenq, J. Hartmann, J. Widiez, L. Viro, J. Aubin, K. Guillo, S. Tardif, J. Fedeli, N. Pauc, A. Chelnokov, V. Calvo. *Progr. Cryst. Growth Character. Mater.*, **63**, 1 (2017).
- [7] J. Liu, X. Sun, R. Camacho-Aguilera, L. Kimerling, J. Michel. *Optics Lett.*, **35**, 679 (2010).
- [8] R. Camacho-Aguilera, Y. Cai, N. Patel, J.T. Bessette, M. Romagnoli, L.C. Kimerling, J. Michel. *Opt. Express*, **20** (10), 11316 (2012).
- [9] S. Bao, D. Kim, C. Onwukaeme, S. Gupta, K. Saraswat, K. Lee, Y. Kim, D. Min, Y. Jung, H. Qiu, H. Wang, E.A. Fitzgerald, C.S. Tan, D. Nam. *Nature Commun.*, **8**, 1845 (2017).
- [10] F.T. Armand Pilon, A. Lyasota, Y.-M. Niquet, V. Reboud, V. Calvo, N. Pauc, J. Widiez, C. Bonzon, J. Hartmann, A. Chelnokov, J. Faist, H. Sigg. *Nature Commun.*, **10**, 2724 (2019).
- [11] R. Apertz, L. Vescan, A. Hartmann, C. Dieker, H. Luth. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 445 (1995).
- [12] L. Vescan, T. Stoica, O. Chretien, M. Goryll, E. Mateeva, A. Muck. *J. Appl. Phys.*, **87**, 7275 (2000).

- [13] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский. Письма ЖЭТФ, **76** (6), 425 (2002).
- [14] Yu.N. Drozdov, Z.F. Krasilnik, K.E. Kudryavtsev, D.N. Lobanov, A.V. Novikov, M.V. Shaleev, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, A.N. Yablonskiy. Thin Sol. Films, **517**, 398 (2008).
- [15] Z.F. Krasilnik, A.V. Novikov, D.N. Lobanov, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, S.V. Obolenskiy, N.D. Zakharov, P. Werner. Semicond. Sci. Technol., **26**, 014029 (2011).
- [16] F. Priolo, T. Gregorkiewicz, M. Galli, T.F. Krauss. Nature Nanotechnology, **9**, 19 (2014).
- [17] I. Staude, J. Schilling. Nature Photonics, **11**, 274 (2017).
- [18] V. Rutckaia, F. Heyroth, A. Novikov, M. Shaleev, M. Petrov, J. Schilling. Nano Lett., **17** (11), 6886 (2017).
- [19] Q. Qiao, J. Xia, C. Lee, G. Zhou. Micromachines, **9**, 541 (2018).
- [20] S. David, M. El kurdi, P. Boucaud, A. Chelnokov, V. Le Thanh, D. Bouchier, J.-M. Lourtios. Appl. Phys. Lett., **83**, 2509 (2003).
- [21] N. Hauke, S. Lichtmannecker, T. Zabel, F.P. Laussy, A. Laucht, M. Kaniber, D. Bougeard, G. Abstreiter, J.J. Finley, Y. Arakawa. Phys. Rev. B, **84**, 085320 (2011).
- [22] Y. Shiraki, X. Xu, J. Xia, T. Tsuboi, T. Maruizumi. ECS Trans., **45** (5), 235 (2012).
- [23] C. Zeng, Y. Ma, Y. Zhang, D. Li, Z. Huang, Y. Wang, Q. Huang, J. Li, Z. Zhong, J. Yu, Z. Jiang, J. Xia. Opt. Express, **23**, 22250 (2015).
- [24] M. Schatz, F. Hack, M. Glaser, P. Rauter, M. Brehm, L. Spindlberger, A. Simbula, M. Galli, T. Fromherz, F. Schäffler. ACS Photon., **4**, 665 (2017).
- [25] P. Lalanne, C. Sauvan, J.P. Hugonin. Laser & Photonics Rev., **2**, 514 (2008).
- [26] S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, E.F. Schubert. Phys. Rev. Lett., **78** (17), 3294 (1997).
- [27] M. Boroditsky, R. Vrijen, T.F. Krauss, R. Coccioli, R. Bhat, E. Yablonovitch. J. Lightwave Technol., **17** (11), 2096 (1999).
- [28] M. Grydlik, F. Hackl, H. Groiss, M. Glaser, A. Halilovic, T. Fromherz, W. Jantsch, F. Schäffler, M. Brehm. ACS Photonics, **3**, 298 (2016).
- [29] X. Xu, N. Usami, T. Maruizumi, Y. Shiraki. J. Cryst. Growth, **378**, 636 (2013).
- [30] А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, В.В. Платонов, С.В. Оболенский, Д.Н. Лобанов, З.Ф. Красильник. ФТП, **44** (3), 346 (2010).
- [31] E.M. Purcell. Phys. Rev., **69**, 681 (1946).
- [32] R. Jannesari, M. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser, K. Hingerl, T. Fromherz, F. Schäffler. Opt. Express, **22**, 25426 (2014).
- [33] M.V. Stepikhova, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, M.V. Shaleev, D.E. Utkin, V.V. Rutckaia, E.V. Skorokhodov, S.M. Sergeev, D.V. Yurasov, Z.F. Krasilnik. Semicond. Sci. Technol., **34**, 024003 (2019).
- [34] B.V. Kamenev, L. Tsybeskov, J.-M. Baribeau, D. Lockwood. Phys. Rev. B, **72**, 193306 (2005).
- [35] D. Lockwood, J.-M. Baribeau, B.V. Kamenev, E.-K. Lee, L. Tsybeskov. Semicond. Sci. Technol., **23**, 064003 (2008).
- [36] O.G. Schmidt, K. Eberl. Phys. Rev. B, **61** (20), 13721 (2000).
- [37] K. Eberl, M. Lipinski, Y. Manz, W. Winter, N. Jin-Phillipp, O. Schmidt. Physica E, **9** (1), 164 (2001).
- [38] K. Brunner. Rep. Progr. Phys., **65**, 27 (2002).
- [39] J.-M. Baribeau, X. Wu, N. Rowell, D. Lockwood. J. Phys.: Condens. Matter, **18**, 139 (2006).
- [40] L. Tsybeskov, E.-K. Lee, H.-Y. Chang, D. J. Lockwood, J.-M. Baribeau, X. Wu, T.I. Kamins. Appl. Phys. A, **95**, 1015 (2009).
- [41] Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский. ФТП, **42** (3), 291 (2008).
- [42] B. Julsgaard, P. Balling, J. Hansen, A. Svane, A. Larsen. Appl. Phys. Lett., **98**, 093101 (2011).
- [43] А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов. ФТП, **47** (11), 1509 (2013).
- [44] А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, М.В. Шалеев. ФТП, **49** (11), 1458 (2015).
- [45] Н.А. Байдакова. Автореф. канд. дис. (2019).
- [46] E.-K. Lee, D. Lockwood, J.-M. Baribeau, A.M. Bratkovsky, T.I. Kamins, L. Tsybeskov. Phys. Rev. B, **79**, 233307 (2009).
- [47] F. Hackl, M. Grydlik, P. Klenovsky, F. Schaffler, T. Fromherz, M. Brehm. Ann. Phys., **531** (6), 1800259 (2019).
- [48] B. Julsgaard, P. Balling, J. Hansen, A. Svane, A. Larsen. Nanotechnology, **22**, 435401 (2011).

Редактор Л.В. Шаронова

Decay dynamics of the luminescent response of self-assembled Ge(Si) nanoislands embedded in two-dimensional photonic crystals

A.N. Yablonskiy, A.V. Novikov, M.V. Stepikhova, S.M. Sergeev, N.A. Baidakova, M.V. Shaleev, Z.F. Krasilnik

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The results of time-resolved photoluminescence studies of self-assembled Ge(Si) nanoislands embedded in two-dimensional photonic crystals are presented. The observed increase in the intensity of the photoluminescence of nanoislands in the spectral range 1.1–1.6 μm as a result of interaction with the radiation modes of photonic crystals near the Γ point of the Brillouin zone and the effect of such interaction on the probability of radiative recombination in Ge(Si) nanoislands are considered.