

Рост интенсивности сигнала люминесценции самоформирующихся наноостровков Ge(Si) за счет взаимодействия их излучения с модами двумерных фотонных кристаллов

© Д.В. Юрасов¹, А.В. Новиков^{1,2}, С.А. Дьяков³, М.В. Степихова¹, А.Н. Яблонский¹,
С.М. Сергеев¹, Д.Е. Уткин⁴, З.Ф. Красильник¹

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603087 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

³ Сколковский институт науки и технологий,
143005 Москва, Россия

⁴ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: inquisitor@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Приводятся результаты исследований люминесцентных свойств двумерных фотонных кристаллов, сформированных на кремниевых структурах с самоформирующимися наноостровками Ge(Si). Показаны возможности значительного роста интенсивности люминесцентного отклика активной среды (наноостровков Ge(Si)) в диапазоне длин волн 1.2–1.6 мкм в таких структурах. Изучены особенности люминесцентного отклика фотонного кристалла вблизи Г-точки их зоны Бриллюэна. Показано, что наряду с широкополосным откликом, характерным для излучательных мод фотонного кристалла, в таких структурах возможно также наблюдение высокодобротных резонансов с добротностью, превышающей 10^3 . Последние наблюдаются в выделенном диапазоне параметров решетки ФК.

Ключевые слова: наноостровки Ge(Si), фотонные кристаллы, моды фотонного кристалла, фотолюминесценция.

DOI: 10.21883/FTP.2020.08.49633.10

1. Введение

В настоящее время наблюдается все возрастающий интерес исследователей к изучению особенностей резонансного взаимодействия излучения с активной средой [1–4]. Значительное усиление явлений взаимодействия излучения с активной средой может быть достигнуто как в плазмонных, так и в диэлектрических микро- и нанорезонаторах [2,5–8]. Одним из направлений исследований, предпринимаемых в этой области, является выявление возможностей усиления излучательных свойств активной среды [6,9,10]. Рост интенсивности излучения в данном случае может достигаться за счет как увеличения эффективности вывода излучения из среды с большим показателем преломления [6,11], так и увеличения эффективности возбуждения [6] и вероятности излучательной рекомбинации, описываемой в терминах эффекта Парселла [10,12]. Одним из типов диэлектрических резонаторов, в которых возможна реализация всех отмеченных механизмов усиления излучения являются фотонные кристаллы (ФК) — среды с периодически изменяющимся показателем преломления на масштабах, сравнимых с длиной волны излучения. К настоящему времени наиболее широко изучены двумерные ФК, что во многом обусловлено

относительной простотой их изготовления. Локализация поля в двумерных ФК в третьем направлении обычно обеспечивается за счет полного внутреннего отражения.

В данной работе исследована возможность увеличения интенсивности сигнала фотолюминесценции (ФЛ) активной среды, а именно самоформирующихся наноостровков Ge(Si), за счет взаимодействия с модами двумерного ФК. Интерес к структурам с наноостровками Ge(Si), сформированными на кремнии, обусловлен прежде всего перспективами создания на их основе источников излучения для кремниевой оптоэлектроники [13]. К несомненным достоинствам таких структур по сравнению со многими другими структурами, рассматриваемыми в качестве перспективных для создания источников излучения на кремнии, является наличие сигнала люминесценции в важном для телекоммуникационных приложений диапазоне длин волн 1.2–1.7 мкм, наблюдаемого при комнатной температуре [14], и, что немаловажно, совместимость технологии их изготовления с современной технологией интегральных схем на основе кремния. Основным недостатком структур с наноостровками Ge(Si) является их низкая излучательная эффективность — проблема, решение которой, возможно, лежит в области исследований процессов резонансного взаимодействия

активной среды с модами низкоразмерных резонаторов и фотонно-кристаллических структур.

Ранее для структур с островками Ge(Si), встроенными в ФК, были подробно исследованы явления увеличения интенсивности их люминесценции за счет процессов взаимодействия излучения островков с модами низкоразмерного резонатора [15–21]. В данном случае рост интенсивности люминесцентного отклика связывается с увеличением эффективности вывода излучения и эффектом Парселла [16–18]. Для реализации такого рода взаимодействия необходим тщательный подбор параметров ФК и ФК-резонатора, обеспечивающих максимальную добротность и вывод излучения из резонатора. Параметры ФК подбираются таким образом, чтобы излучение островков Ge(Si) попадало в фотонную запрещенную зону [11]. Несмотря на успехи, достигнутые с использованием этого подхода, нельзя не отметить и ряд его недостатков. Во-первых, это малый объем резонатора, что существенно ограничивает число излучателей (островков), которые могут быть в него встроены. Во-вторых, известно, что рост интенсивности сигнала ФЛ островков Ge(Si) в таких структурах оказывается сильно зависимым от точности формирования (добротности) резонатора.

Этих недостатков лишен другой, менее исследованный подход к увеличению интенсивности сигнала люминесценции островков Ge(Si), основанный на взаимодействии их излучения с излучательными модами ФК [22,23] и проявлениями резонанса Фано в фотонных кристаллах с выделенной асимметрией отверстий [24]. Такое взаимодействие возможно, если на зонной диаграмме ФК излучение островков находится выше фотонной запрещенной зоны, где внутри светового конуса могут находиться различные излучательные моды ФК [11,25]. В данном случае во взаимодействие могут быть вовлечены излучатели (островки), расположенные во всей области ФК. Для реализации такого взаимодействия не требуется формирования резонатора, что заметно упрощает формирование структур. Ранее было показано, что для островков Ge(Si), излучающих в диапазоне длин волн 1.3–1.7 мкм, взаимодействие с модами низкоразмерного резонатора реализуется в ФК с периодом решетки < 500 нм, а с излучательными модами ФК — при периодах решетки ФК ≥ 500 нм (для двумерных ФК, реализованных на одномодовом планарном волноводе [23]).

В настоящей работе рассмотрена возможность увеличения интенсивности сигнала фотолюминесценции самоформирующихся наноструктур Ge(Si) в двумерных фотонных кристаллах за счет эффектов взаимодействия их излучения с излучательными модами ФК. В работе показано, что уменьшение угла сбора сигнала люминесценции позволяет выявить особенности люминесцентного отклика ФК вблизи Г-точки его зоны Бриллюэна. В результате были определены параметры ФК, при которых реализуется взаимодействие излучения островков Ge(Si) с высокодобротными модами ФК (добротность

> 10^3). Увеличение интенсивности сигнала ФЛ островков Ge(Si) за счет их встраивания в исследованные ФК достигало 54 (в максимуме сигнала) при росте интегральной интенсивности в 13 раз.

2. Методика эксперимента

Исследуемые структуры представляли собой двумерные ФК с встроенными в них наноструктурами Ge(Si). Исходные структуры (до формирования ФК) были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках кремний-на-изоляторе (подложки SOI). Выращенные структуры состояли из буферного слоя Si толщиной 75 нм (позиция 3 на рис. 1, а), оптически активной, излучающей области, которая представляла собой решетку из 5 слоев наноструктур Ge(Si), разделенных слоями кремния толщиной 15 нм (позиция 2 на рис. 1, а), и покровного слоя Si толщиной 75 нм (позиция 1 на рис. 1, а). Структуры выращивались на подложках SOI с утонченным до ~ 90 нм слоем Si над окислом (позиция 4 на рис. 1, а). Общая толщина структуры над слоем скрытого окисла составляла 300 нм. Образование островков происходило за счет осаждения ~ 1 нм Ge при температуре 620°C. Ранее было показано, что при данных условиях роста на поверхности кремния формируется массив куполообразных островков Ge(Si) с поверхностной плотностью $\sim 10^{10}$ см $^{-2}$, латеральными размерами 70–80 нм и высотой (до зарастивания покровным слоем кремния) 14–15 нм [26,27]. Выбор условий роста островков основывался на результатах предыдущих исследований, показавших, что структуры с куполообразными наноструктурами Ge(Si), выращенными при температурах роста вблизи 600°C, характеризуются наиболее интенсивным люминесцентным откликом при комнатной температуре [28].

Формирование ФК на выращенных структурах осуществлялось с помощью электронно-лучевой литографии с использованием резиста ПММА. Рисунок на резисте выполнял роль маски при анизотропном, плазмохимическом травлении структуры в индуктивно-связанной плазме. Травление проводилось в газовой смеси SF $_6$ /C $_4$ F $_8$. Были получены ФК с периодом решетки (а), варьируемым в диапазоне от 500 до 675 нм, с соотношением радиуса отверстий ФК (r) к его периоду $r/a = 0.2$. Параметры сформированных ФК измерялись с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). На рис. 1 приведены: схема исходно выращенной структуры с наноструктурами Ge(Si) и СЭМ-снимок части сформированного ФК.

Исследования излучательных свойств сформированных ФК проводились с использованием спектроскопии микрофотолюминесценции (микро-ФЛ). В работе использовались две конфигурации установки микро-ФЛ. В первой, стандартной схеме измерений микро-ФЛ, широко используемой для локального исследования излу-

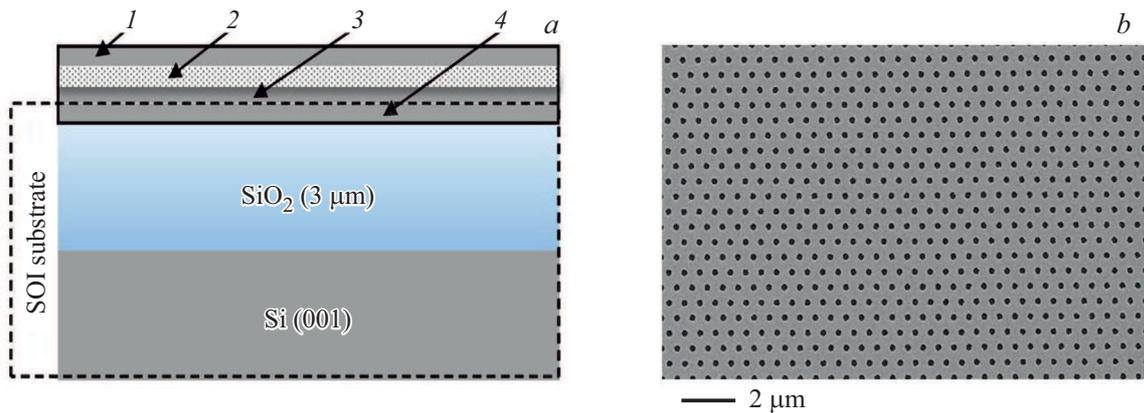


Рис. 1. *a* — схематическое изображение исходной структуры с наноструктурами Ge(Si), на которой затем формируется ФК: 1 — покровный слой кремния; 2 — активная область структуры, содержащая решетку с 5 слоями наноструктур Ge(Si), разделенными слоями Si толщиной 15 нм; 3 — буферный слой Si; 4 — утонченный слой Si подложки SOI. *b* — СЭМ-снимок части ФК.

вательных свойств структур [29], возбуждение и детектирование анализируемого сигнала ФЛ осуществлялось через один объектив, по нормали к поверхности образца. При условии использования объективов с большим увеличением схема обеспечивает возможности проведения измерений с высоким пространственным разрешением, что делает ее наиболее подходящей для исследования низкоразмерных резонаторов, сформированных на ФК. В настоящей работе при использовании объектива с 50-кратным увеличением (объектив Mitutoyo M Plan Apo 50x) пространственное разрешение (размер пятна, в которое фокусируется луч возбуждающего лазера) составляло ~ 2 мкм. В такой схеме угол сбора сигнала ФЛ определяется апертурой объектива. Для используемого в нашем случае объектива с 50-кратным увеличением угол сбора соответствовал телесному углу $\sim 50^\circ$ (числовая апертура объектива $NA = 0.42$). Измеряемые в такой схеме спектры микро-ФЛ включают в себя излучение, распространяющееся под разными углами относительно нормали к поверхности образца и, следовательно, соответствующее разным значениям волнового вектора k . Данное обстоятельство не является существенным при исследовании взаимодействия излучения с локализованными модами ФК-резонатора, однако при исследовании взаимодействия активной среды с излучательными модами ФК вследствие сильной дисперсии последних (рис. 2) вид спектров, измеренных в стандартной геометрии микро-ФЛ, оказывается сильно зависящим от числовой апертуры объектива (угла сбора сигнала ФЛ) [23]. Для теоретического построения зонной диаграммы ФК, приведенной на рис. 2, использовался фурье-модальный метод в форме матрицы рассеяния [30].

С целью обеспечения возможности регистрации спектров микро-ФЛ с контролируемым углом сбора в работе использовалась так называемая схема измерений в геометрии „диаграммы направленности“ (рис. 3). Схема

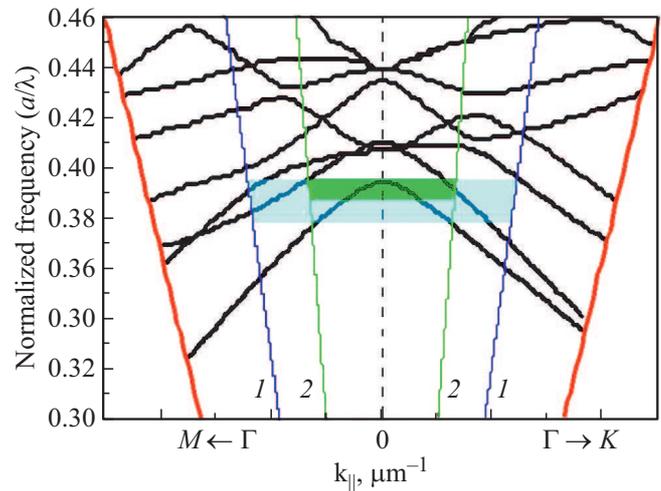


Рис. 2. Зонная диаграмма ФК с периодом решетки $a = 575$ нм и радиусом отверстий $r = 0.2a$ вблизи Γ -точки зоны Бриллюэна (внутри светового конуса). На диаграмме показаны собственные моды ФК (черные линии) и световой конус (ограничительные наклонные линии). Двумя парами наклонных линий (1 и 2) показаны углы сбора при использовании двух методик измерения микро-ФЛ: 1 — стандартная схема микро-ФЛ (угол сбора $\sim 50^\circ$), 2 — схема „диаграммы направленности“ (угол сбора $\sim 12^\circ$). Закрашенные области показывают области детектирования сигнала от одной из мод ФК при использовании различных схем микро-ФЛ.

предполагает проведение измерений с малыми углами сбора сигнала ФЛ и возможности анализа люминесцентного отклика в выделенных направлениях симметрии Γ – K , Γ – M решетки ФК, т.е. при определенных углах относительно нормали к поверхности (см. вставку на рис. 3). В данном случае измерения по нормали к поверхности образца соответствуют измерениям вблизи Γ -точки зоны Бриллюэна ФК в выделенном диапазоне

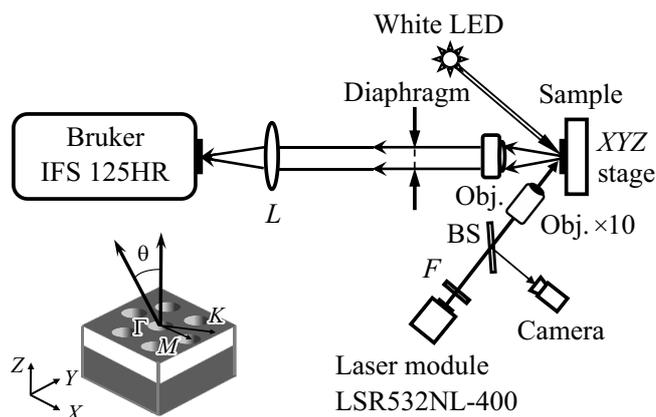


Рис. 3. Принципиальная схема измерений микро-ФЛ в геометрии диаграммы направленности. Возбуждение сигнала ФЛ осуществляется лазером с $\lambda = 532$ нм (laser module), луч которого падает на образец под углом $\sim 30^\circ$ относительно нормали к поверхности образца. Для фокусировки лазерного луча на поверхности ФК используется объектив $10\times$ (Obj. $\times 10$). Для анализа углового распределения излучения из ФК используется схема формирования параллельного пучка объективом (Obj.) с последующим выделением анализируемой области диафрагмой (Diaphragm). Далее анализируемый сигнал ФЛ собирается линзой (L) на входной диафрагме фурье-спектрометра Bruker IFS 125HR. Визуализация образца осуществлялась с помощью белого светодиода, используемого для подсветки (White LED) и видеокамеры (Camera). Также приведены: BS — делитель пучка, F — оптический фильтр. Слева внизу схематически показана геометрия измерений и направления симметрии Γ –K и Γ –M в решетке исследуемого ФК.

волновых векторов, определяемом углом сбора сигнала (рис. 2).

В схеме измерений сигнала ФЛ в геометрии „диаграммы направленности“ возбуждение сигнала осуществлялось под углом к поверхности образца с использованием объектива с 10-кратным увеличением (объектив Mitutoyo M Plan Apo 10x), диаметр пятна засветки составлял ~ 10 мкм. Сигнал ФЛ из возбуждаемой области образца собирался объективом Nikon 50mm f/1.4D AF Nikkor, расположенным на фокусном расстоянии от образца. При такой геометрии, учитывая малые размеры ФК (20×25 мкм), источник излучения можно считать точечным и соответственно рассматривать пучок, формируемый объективом, параллельным. В этом случае использование диафрагмы в поле параллельного пучка позволяет анализировать сигнал ФЛ в малом телесном угле в выделенных направлениях вдоль оси симметрии решетки ФК (при смещении диафрагмы в поле параллельного пучка). В данной работе измерения проводились при положении диафрагмы в центре параллельного пучка, что, как обсуждалось выше, соответствует измерениям люминесцентного отклика вблизи Γ -точки зоны Бриллюэна. Телесный угол, вырезаемый диафрагмой, соответствовал 12° (рис. 2).

В обеих схемах измерений для возбуждения ФЛ использовался твердотельный лазер с длиной волны излучения 532 нм. Сигнал ФЛ детектировался фурье-спектрометром Bruker IFS 125 HR, обеспечивающим высокое спектральное разрешение (до 0.05 см^{-1}) и охлаждаемым Ge-фотодетектором. Все обсуждаемые далее измерения проводились при комнатной температуре.

3. Результаты и их обсуждение

Как было показано ранее [23], в ФК с периодами решетки $a \geq 500$ нм при соотношении $r/a = 0.2$ реализуются условия для взаимодействия излучения островков Ge(Si) с радиационными модами ФК. Данное взаимодействие приводило к значительному увеличению интенсивности сигнала ФЛ островков в ФК по сравнению с исходной структурой и в ряде случаев значительно превосходило имеющий место рост интенсивности ФЛ наноструктур в ФК-резонаторах [23]. Увеличение интенсивности сигнала ФЛ объяснялось процессами эффективного взаимодействия излучающей среды (остров-

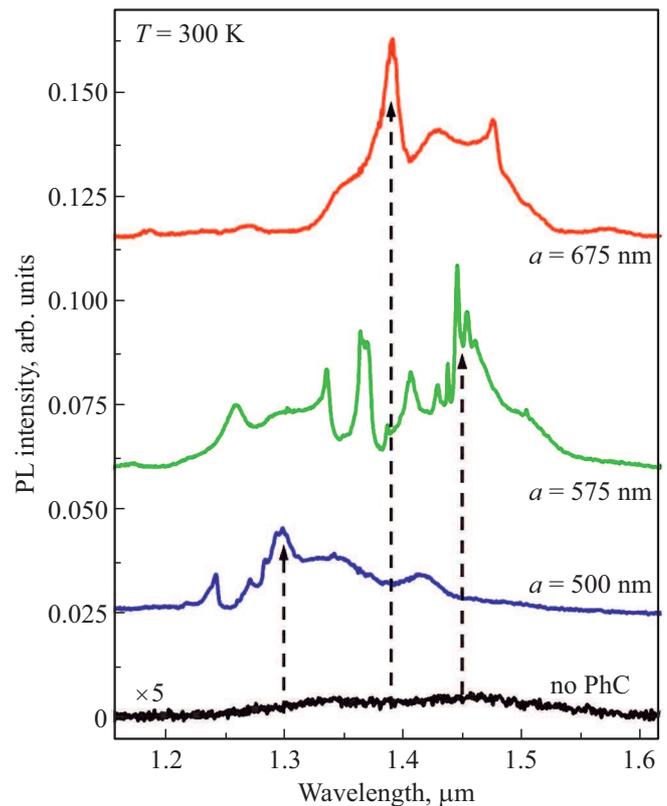


Рис. 4. Спектры микро-ФЛ (PL), измеренные с использованием стандартной схемы микро-ФЛ с объективом $50\times$ для области структуры вне ФК (no PhC) и для ФК с различным периодом. Период ФК указан рядом с соответствующим спектром. Спектры разнесены по оси ординат для наглядности. Штриховые стрелки показывают спектральное положение максимального увеличения интенсивности сигнала ФЛ островков в ФК.

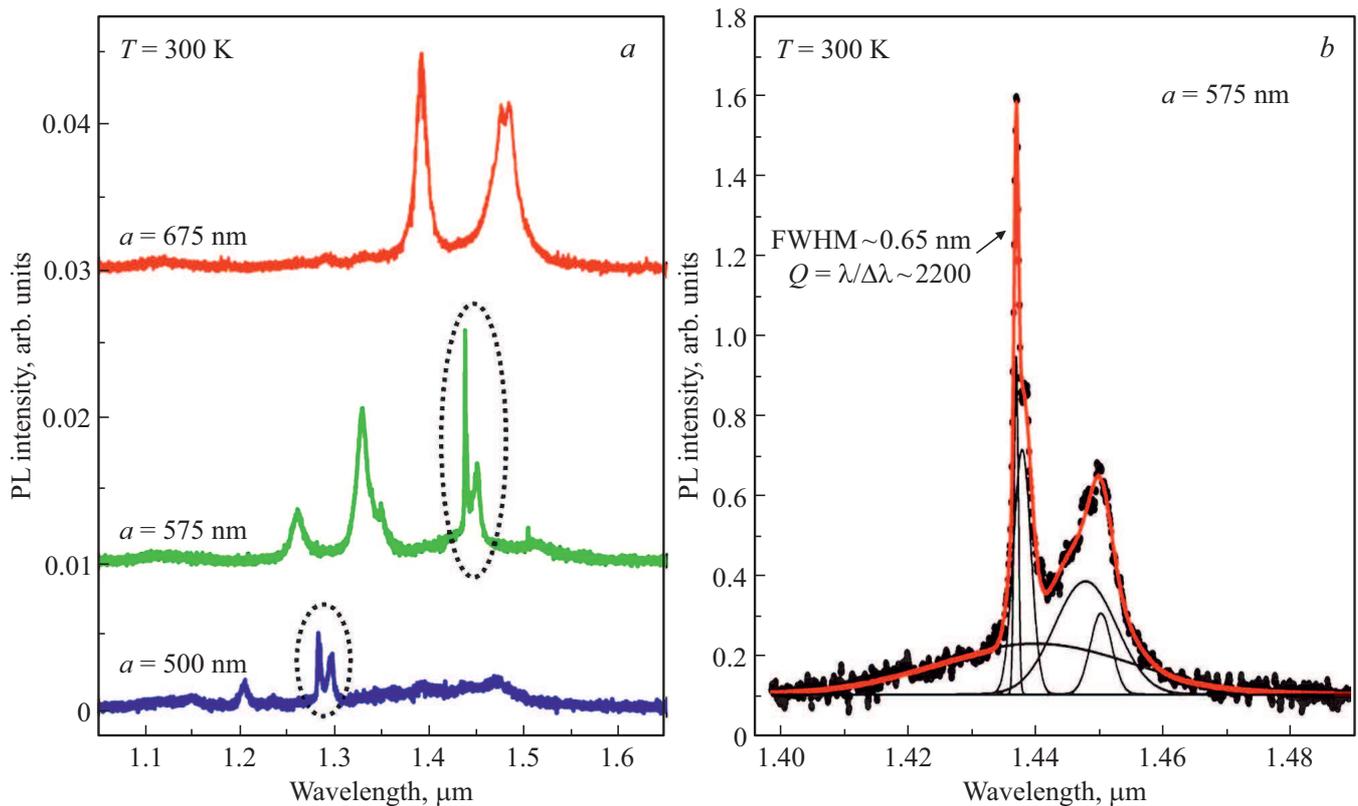


Рис. 5. *a* — спектры микро-ФЛ (PL) фотонных кристаллов с периодами решетки $a = 500\text{--}675$ нм, измеренные в геометрии диаграммы направленности вблизи Γ -точки зоны Бриллюэна (детектируемый угол сбора излучения 12°); овалами выделена серия высокодобротных мод, наблюдаемых в спектрах ФЛ таких структур. *b* — анализ узких линий ФЛ, связываемых с высокодобротными модами ФК с $a = 575$ нм; приведена аппроксимация сигнала ФЛ функцией Гаусса, для линии максимальной интенсивности указано полученное значения ширины линии на полувысоте (FWHM), а также значение добротности (Q).

ков) с излучательными модами фотонного кристалла, локализованными вблизи Γ -точки зоны Бриллюэна и характеризующимися малой групповой скоростью [23]. В настоящей работе представлены результаты исследований люминесцентного отклика ФК с периодами решетки, варьируемыми в широком диапазоне значений от 500 до 675 нм, что позволило выделить особенности, связанные с процессами взаимодействия активной среды с излучательными модами ФК, характеризующимися различной добротностью.

На рис. 4 показаны спектры микро-ФЛ, измеренные с использованием стандартной схемы в областях вне ФК и в ФК с разными периодами решетки. Видно, что для ФК во всем исследованном диапазоне их периодов наблюдается значительный рост интенсивности сигнала ФЛ nanoостровков Ge(Si) по сравнению с сигналом от островков вне ФК. Рост интенсивности ФЛ наблюдается в широком спектральном диапазоне, охватывающем диапазон люминесцентного отклика островков Ge(Si), и представлен сложной картиной линий различной ширины, положение которых плавно смещается в длинноволновую область по мере увеличения периода решетки ФК (рис. 4). В максимуме сигнала ФЛ рост интенсивности может достигать нескольких десятков раз при росте

интегральной интенсивности сигнала более чем на порядок величины. Для приведенных на рис. 4 спектров ФЛ рост интенсивности сигнала в максимуме варьировался от 38 до 54 раз, а интегральная интенсивность ФЛ в спектральном диапазоне от 1.15 до 1.65 мкм возрастала для ФК с разными периодами в 7–13 раз. Наличие широкой спектральной полосы, в которой наблюдается увеличение интенсивности сигнала ФЛ, обусловлено прежде всего широким спектральным диапазоном, где имеет место излучение nanoостровков Ge(Si), что связано как с разбросом параметров островков, так и с вкладом в их люминесцентный отклик излучательных переходов разной природы (с участием и без участия фононов) [31]. Как обсуждалось выше, спектральная ширина полосы ФЛ, в которой наблюдается рост сигнала, в стандартной геометрии измерений микро-ФЛ также определяется углом сбора излучения и непосредственно зависит от апертуры используемого объектива. В данном случае спектры, приведенные на рис. 4, измерялись с объективом $50\times$, для которого угол сбора сигнала ФЛ составлял $\sim 50^\circ$, что приводило к детектированию излучения с различными значениями вектора k , которым отвечали различные значения длин волн собственных мод ФК (рис. 2).

Картина спектрального отклика ФК существенно меняется в измерениях, выполняемых с малыми углами сбора сигнала микро-ФЛ. На рис. 5 приведены спектры микро-ФЛ фотонных кристаллов, измеренные в геометрии „диаграммы направленности“. Измерения проводились с диафрагмой 8 мм, что соответствует углу сбора сигнала ФЛ $\sim 12^\circ$ (см. также рис. 2). Как видно из рис. 5, при малых углах сбора в спектрах ФЛ выделяются отдельные серии линий разной ширины. Наряду с линиями ФЛ, ширина которых на полувысоте (FWHM) ≥ 10 нм, наблюдаются также линии предельно малой ширины, со значениями FWHM < 1 нм. Поскольку представленные на рис. 5 измерения проводились вблизи Г-точки зоны Бриллюэна ФК, можно полагать, что линии различной ширины соответствуют взаимодействию излучения островков с модами ФК разной природы. Предварительные расчеты зонной диаграммы исследованных ФК (подробный анализ связи наблюдаемых спектров микро-ФЛ с рассчитанной зонной диаграммой ФК будет представлен в отдельной публикации) показывают, что в таких структурах возможно наблюдение как излучательных мод, расположенных внутри светового конуса и характеризующихся малой групповой скоростью, так и мод, которые в литературе часто обозначают как моды, соответствующие „связанному состоянию в континууме“ (bound state in continuum, BIC) [32–34]. Если первые в силу особенностей своих дисперсионных характеристик и относительно малой добротности проявляются в спектрах ФЛ в виде относительно широких, интенсивных линий в выделенном диапазоне длин волн, то вторые должны характеризоваться предельно высокими значениями добротности вследствие симметричных особенностей распределения их электромагнитного поля, приводящих к деструктивной интерференции [34,35]. В нашем случае оцениваемые из эксперимента значения добротности тонких линий, наблюдаемых в спектрах ФЛ, превышают 10^3 (рис. 5, b). Узкие линии ФЛ, объясняемые проявлением высокодобротных „связанных состояний в континууме“ в таких структурах, наблюдаются в спектрах ФЛ фотонных кристаллов лишь в относительно узком диапазоне параметров ФК: в ФК с периодами решетки 500–650 нм (при соотношении $r/a = 0.2$) (рис. 5, a). Как известно, увеличение периода решетки ФК эквивалентно увеличению его эффективного показателя преломления, что, как следствие, приводит к смещению спектра фотонных мод в низкоэнергетическую область [36]. Именно этим объясняется смещение линий ФЛ, наблюдаемых в сигнале ФК, в длинноволновый диапазон длин волн с увеличением периода (рис. 4 и 5). Очевидно, что для ФК с периодом решетки $a > 650$ нм диапазон частот, в котором возможно наблюдение „связанных состояний в континууме“, выходит за пределы полосы излучения наноструктур Ge(Si), чем и объясняется отсутствие сигнала, связываемого с этими состояниями в спектрах ФЛ фотонных кристаллов с большим периодом.

Таким образом, проведенный анализ люминесцентного отклика ФК с периодами решетки $a = 500–675$ нм показал, что рост интенсивности сигнала ФЛ наноструктур Ge(Si) в таких структурах может быть связан как с процессами взаимодействия излучения наноструктур с радиационными модами ФК, характеризующимися малой групповой скоростью [23], так и с модами, характеризующимися высокой добротностью ($> 10^3$). Детальный анализ явлений, связанных с проявлениями высокодобротных мод в этих структурах, требует дальнейших исследований. С практической точки зрения полученные результаты подтверждают перспективность использования исследуемых в данной работе структур с островками Ge(Si) с точки зрения возможностей создания на их основе Si-совместимых источников излучения, поскольку показывают возможность при оптимальном подборе параметров ФК значительного увеличения максимальной интенсивности сигнала ФЛ наноструктур Ge(Si) в выделенном диапазоне длин волн. Отметим также, что в таких структурах наблюдается в том числе и значительный (более чем на порядок) рост интегральной интенсивности сигнала ФЛ, и это доказывает их высокую эффективность в задачах увеличения интенсивности люминесцентного отклика слабоизлучающих материалов. При этом, в отличие от низкоразмерных резонаторов, сформированных на ФК, где активная область структуры фактически ограничена размерами резонатора, в нашем случае во взаимодействии может быть вовлечена большая часть ФК. Это обусловлено тем, что эксплуатируется взаимодействие излучения активной среды с модами всего ФК как целого, а не только с модами резонатора, который составляет лишь незначительную часть его общей площади. Последнее обстоятельство может быть важным с точки зрения возможных практических применений данных структур в качестве Si-совместимых источников излучения.

4. Заключение

В работе представлены результаты исследований люминесцентного отклика двумерных ФК, сформированных на кремниевых структурах с самоформирующимися наноструктурами Ge(Si). Изучен наблюдаемый в таких структурах рост интенсивности сигнала ФЛ наноструктур, проявляющийся в увеличении как сигнала ФЛ в максимуме на выделенной длине волны (до 54 раз), так и интегральной интенсивности сигнала ФЛ в диапазоне длин волн 1.15–1.65 мкм (до 13 раз). Показано, что в таких структурах рост интенсивности сигнала ФЛ обусловлен процессами взаимодействия излучения наноструктур Ge(Si) с модами ФК вблизи Г-точки зоны Бриллюэна различной природы. Наблюдение в спектрах исследованных ФК линий ФЛ, характеризующихся добротностью, превышающей 10^3 , связывается с процессами взаимодействия излучения

наноостровков со „связанными состояниями в континууме“. Представленные результаты интересны как с фундаментальной точки зрения в части исследований явлений, имеющих место при взаимодействии излучения с активной средой в таких системах, так и с практической точки зрения, поскольку могут быть использованы для создания эффективных источников излучения на кремнии.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-10011) с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F. Priolo, T. Gregorkiewicz, M. Galli, T.F. Krauss. *Nature Nanotechnol.*, **9**, 19 (2014).
- [2] A.I. Kuznetsov, A.E. Miroschnichenko, M.L. Brongersma, Yu.S. Kivshar, B. Luk'yanchuk. *Science*, **354**, 846 (2016).
- [3] M.F. Limonov, M.V. Rybin, A.N. Poddubny, Y.S. Kivshar. *Nature Photonics*, **11**, 543 (2017).
- [4] М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов. *УФН*, **189**, 881 (2019).
- [5] D.G. Baranov, D.A. Zuev, S.I. Lepeshov, O.V. Kotov, A.E. Krasnok, A.B. Evlyukhin, B.N. Chichkov. *Optica*, **4**(7), 814 (2017).
- [6] A. Vaskin, R. Kolkowski, A.F. Koenderink, I. Staude. *Nanophotonics*, **8**(7), 1151 (2019).
- [7] L. Novotny, N. van Hulst. *Nature Photonics*, **5**, 83 (2011).
- [8] A.F. Koenderink. *ACS Photonics*, **4**, 710 (2017).
- [9] M. Gerken, Y. Nazirzadeh. *J. Nanophot.*, **2**, 021795 (2008).
- [10] M. Pelton. *Nature Photonics*, **9**, 427 (2015).
- [11] S. Noda, M. Fujita, T. Asano. *Nature Photonics*, **1**, 449 (2007).
- [12] M. Boroditsky, R. Vrijen, T.F. Krauss, R. Coccioli, R. Bhat, E. Yablonovitch. *J. Lightwave Technol.*, **17**(11), 2096 (1999).
- [13] J. Wang, Y. Long. *Sci. Bull.*, **63**, 1267 (2018).
- [14] Z.F. Krasilnik, A.V. Novikov, D.N. Lobanov et al. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 014029 (2011).
- [15] S. David, M. El kurdi, P. Boucaud, A. Chelnokov, V. Le Thanh, D. Bouchier, J.-M. Lourtioz. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 2509 (2003).
- [16] M. El Kurdi, X. Checoury, S. David, T. P. Ngo, N. Zerounian, P. Boucaud, O. Kermarrec, Y. Campidelli, D. Bensahel. *Opt. Express*, **16**, 8780 (2008).
- [17] P. Boucaud, M. El Kurdi, S. David, X. Checoury, X. Li, T.-P. Ngo, S. Sauvage, D. Bouchier, G. Fishman, O. Kermarrec, Y. Campidelli, D. Bensahel, T. Akatsu, C. Richtarch, B. Ghyselen. *Thin Sol. Films*, **517**, 121 (2008).
- [18] N. Hauke, S. Lichtmanecker, T. Zabel, F.P. Laussy, A. Laucht, M. Kaniber, D. Bougeard, G. Abstreiter, J.J. Finley, Y. Arakawa. *Phys. Rev. B*, **84**, 085320 (2011).
- [19] X. Xu, N. Usami, T. Maruizumi, Y. Shiraki, J. Cryst. Growth, **378**, 636 (2013).
- [20] 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).
- [21] M. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser, P. Rauter, M. Brehm, L. Spindlberger, A. Simbula, M. Galli, T. Fromherz, F. Schäffler. *ACS Photonics*, **4**, 665 (2017).
- [22] R. Jannesari, M. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser, K. Hingerl, T. Fromherz, F. Schäffler. *Opt. Express*, **22**, 25426 (2014).
- [23] M.V. Stepikhova, A.N. Yablonskiy, E.V. Skorokhodov, M.V. Shaleev, D.V. Yurasov, D.E. Utkin, S.M. Sergeev, V.V. Rutckaia, A.V. Novikov, Z.F. Krasilnik. *Semicond. Sci. Technol.*, **34**, 024003 (2019).
- [24] S. Yuan, X. Qiu, C. Cui, L. Zhu, Y. Wang, Y. Li, J. Song, Q. Huang, J. Xia. *ACS Nano*, **11**, 10704 (2017).
- [25] A. Mahdavi, G. Sarau, J. Xavier, T.K. Paraiso, S. Christiansen, F. Vollmer. *Sci. Rep.*, **6**, 25135 (2016).
- [26] Z.F. Krasil'nik, P. Lytvyn, D.N. Lobanov, N. Mestres, A.V. Novikov, J. Pascual, M.Ya. Valakh, V.A. Yukhymchuk. *Nanotechnol.*, **13**, 81 (2002).
- [27] N.V. Vostokov, Yu.N. Drozdov, D.N. Lobanov, A.V. Novikov, M.V. Shaleev, A.N. Yablonskiy, Z.F. Krasilnik, A.N. Ankudinov, M.S. Dunaevskii, A.N. Titkov, P. Lytvyn, V.U. Yukhymchuk, M.Ya. Valakh. In: *Quantum Dots: Fundamentals, Applications, and Frontiers*, ed. by B.A. Joyce, P.C. Kelires, A.G. Naumovets, D.D. Vvedensky (Springer, 2005) p. 333.
- [28] N.V. Vostokov, Yu.N. Drozdov, Z.F. Krasil'nik et al. *JETP Letters*, **76**, 365 (2002).
- [29] *Optical Techniques for Solid-State Materials Characterization*, ed. by R.P. Prasankumar, A.J. Taylor (Boca Raton—London—N.Y., CRC Press, Taylor & Francis Group, 2016) p. 578.
- [30] S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, T. Ishihara. *Phys. Rev. B*, **66**(4), 045102 (2002).
- [31] O.G. Schmidt, K. Eberl. *Phys. Rev. B*, **61**, 13721 (2000).
- [32] J. Lee, B. Zhen, S.-L. Chua, W. Qiu, J.D. Joannopoulos, M. Soljačić, O. Shapira. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 067401 (2012).
- [33] Y. Yang, C. Peng, Y. Liang, Z. Li, S. Noda. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 037401 (2014).
- [34] C.W. Hsu, B. Zhen, A.D. Stone, J.D. Joannopoulos, M. Soljačić. *Nat. Rev. Mater.*, **1**, 1 (2016).
- [35] E.N. Bulgakov, A.F. Sadreev. *Opt. Lett.*, **39**, 5212 (2014).
- [36] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Second edn. (New Jersey, Princeton University Press, 2007) p. 66.

Редактор Л.В. Шаронова

Enhancement of self-assembled Ge(Si) quantum dots photoluminescence response driven by the interaction with 2D photonic crystal modes

*D.V. Yurasov¹, A.V. Novikov^{1,2}, S.A. Dyakov³,
M.V. Stepikhova¹, A.N. Yalonskiy¹, S.M. Sergeev¹,
D.E. Utkin⁴, Z.F. Krasilnik¹*

¹ Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

³ Photonics & Quantum Materials Center,
Skolkovo Institute of Science and Technology,
143005 Moscow, Russia

⁴ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The results of investigation of the photoluminescence response of 2D photonic crystal slabs with embedded Ge(Si) quantum dots are reported. The possibility of strong enhancement of the photoluminescence intensity from the active medium (Ge(Si) quantum dots) in the wavelength range of 1.2–1.6 μm is demonstrated. Features of the photoluminescence response associated with the interaction with photonic crystal modes located near the Γ point of the Brillouin zone were studied. It was shown that both relatively wide lines associated with the leaky modes of the photonic crystal and rather narrow resonances with the Q factor exceeding 10^3 could be observed. The latter sharp resonances could be detected in the specific range of the photonic crystal lattice parameters.