

Влияние условий оптического возбуждения на спектральные и временные характеристики излучения двумерных фотонных кристаллов с Ge(Si)-наноструктурами

© А.Н. Яблонский¹, Д.В. Юрасов¹, В.Е. Захаров¹, А.В. Перетокин¹, М.В. Степихова¹, М.В. Шалеев¹,
Д.В. Шенгуров¹, Е.Е. Родякина^{2,3}, Ж.В. Смагина², С.А. Дьяков⁴, А.В. Новиков^{1,5}

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

⁴ Сколковский институт науки и технологий,
143026 Москва, Россия

⁵ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: yablonsk@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 5 мая 2023 г.

В окончательной редакции 19 июня 2023 г.

Принята к публикации 20 июня 2023 г.

Исследовано влияние условий оптического возбуждения на спектральные и временные характеристики излучения двумерных фотонных кристаллов, полученных на основе структур с самоформирующимися Ge(Si)-наноструктурами. Показано, что одними из основных факторов, оказывающих влияние на спектральное положение и форму линий фотолюминесценции, а также на кинетику фотолюминесценции фотонных кристаллов с Ge(Si)-наноструктурами, наряду со структурой мод фотонного кристалла, являются локальный разогрев исследуемых образцов и концентрация неравновесных носителей заряда, создаваемых при поглощении возбуждающего излучения.

Ключевые слова: самоформирующиеся Ge(Si)-наноструктуры, двумерные фотонные кристаллы, спектроскопия микрофотолюминесценции, кинетика фотолюминесценции.

DOI: 10.21883/FTP.2023.04.55894.08k

1. Введение

В настоящее время одним из актуальных направлений исследований в области фотоники является модификация взаимодействия излучения с веществом за счет создания микрорезонаторов и двумерных фотонных кристаллов (ФК) [1–5]. Особый интерес представляет использование таких микрорезонаторов и ФК для получения эффективных источников излучения ближнего ИК диапазона на основе SiGe-структур, в том числе структур с самоформирующимися Ge(Si)-наноструктурами, поскольку такие структуры являются частью современной кремниевой интегральной технологии [6,7] и демонстрируют при комнатной температуре сигнал фото- и электролюминесценции в спектральной области 1.3–1.6 мкм [8–12], используемой для передачи информации в оптоэлектронных схемах и волоконно-оптических линиях связи. Структуры с Ge(Si)-островками, встроенными в фотонные кристаллы и ФК микрорезонаторы, являются предметом интенсивных исследований, направленных на управление оптическими свойствами полупроводниковых материалов [13,14]. Среди этих работ значительное количество посвящено исследованию Ge(Si)-островков в двумерных

ФК, не содержащих микрорезонатор [15–18]. 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. Увеличение интенсивности излучения Ge(Si)-островков в таких ФК может осуществляться как за счет повышения эффективности вывода излучения из структуры, так и за счет повышения вероятности излучательной рекомбинации носителей заряда вследствие взаимодействия активной среды с модами ФК (эффект Парселла [19]).

В данной работе исследовались структуры с Ge(Si)-наноструктурами, встроенными в двумерные ФК, в которых наблюдается значительное увеличение интенсивности островков фотолюминесценции (ФЛ) на определенных длинах волн, соответствующих модам ФК [17,18,20] и зависящих от параметров ФК. Ранее было показано, что интенсивность и вид спектра ФЛ фотонных кристаллов можно варьировать путем изменения глубины травления отверстий, формирующих ФК [21]. В частности, было показано, что при определенных параметрах ФК (период, диаметр и глубина травления отверстий) в спектрах ФЛ ФК наблюдаются чрезвычайно узкие

линии ФЛ (шириной < 1 мэВ), возникновение которых связывается с наличием в зонной диаграмме ФК так называемых „связанных состояний в континууме“ („bound-state-in-continuum“, BIC), а также с формированием в зонной диаграмме ФК „плоской зоны“, характеризуемой чрезвычайно слабой зависимостью энергии фотона от угла выхода излучения из структуры [22].

Наряду с условиями получения исходных структур с Ge(Si)-наноостровками и с параметрами сформированных на них ФК, важными факторами, влияющими на вид спектра ФЛ, в частности на интенсивность, спектральное положение и ширину линий ФЛ ФК, являются условия возбуждения исследуемых структур. В настоящей работе исследование влияния условий оптического возбуждения на спектральные и временные характеристики ФЛ Ge(Si)-островков, встроенных в двумерные ФК, было проведено на примере одной из наиболее узких линий ФЛ, наблюдаемых в спектрах исследованных структур с ФК. Показано, что одними из основных факторов, влияющих на спектральное положение и форму линий ФЛ, а также на кинетику ФЛ фотонных кристаллов с Ge(Si)-наноостровками, наряду со структурой мод ФК, являются локальный разогрев исследуемых образцов и концентрация неравновесных носителей заряда, создаваемых при поглощении возбуждающего излучения.

2. Методика эксперимента

Исходная структура с самоформирующимися Ge(Si)-наноостровками была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке SOI со слоем захороненного окисла толщиной 2 мкм и с верхним слоем Si толщиной 70 нм. Выращенная структура включала в себя буферный слой Si толщиной 50 нм, активную область, состоящую из 5 слоев Ge(Si)-островков, разделенных слоями Si толщиной 17 нм, и покровный слой Si толщиной 135 нм. Суммарная толщина структуры поверх слоя SiO₂ составляла 335 нм. Температура роста островков составляла 600°C. Полученные структуры демонстрируют сигнал ФЛ Ge(Si)-островков в спектральном диапазоне 1.3–1.6 мкм [10,21]. Параметры и условия роста структур выбирались исходя из результатов предыдущих исследований, показавших, что при данных условиях интенсивность ФЛ Ge(Si)-островков при комнатной температуре является максимальной [10].

На полученной структуре методами электронной литографии и плазмохимического травления были сформированы ФК с гексагональной решеткой размером 50×50 мкм с различными периодами и радиусами отверстий. Период ФК варьировался в диапазоне от 500 до 700 нм, отношение радиуса отверстий к периоду ФК составляло 0.2 или 0.25. Глубина травления отверстий, формирующих ФК, в структуре, рассмотренной в данной работе, составляла 250 нм. Подробности получения структур с ФК, а также их основные люминесцентные свойства, в частности зависимость спектров ФЛ Ge(Si)-

островков в ФК от параметров ФК, приведены в работах [17,18,20,21].

Исследование спектрокинетических зависимостей ФЛ структур с Ge(Si)-островками, встроенными в ФК, было выполнено методом спектроскопии микро-ФЛ с субнаносекундным временным разрешением (рис. 1). Для возбуждения ФЛ использовалась пикосекундная лазерная система на основе Nd:YVO₄ лазера („Солар ЛС“) с длиной волны излучения 532 нм, длительностью импульса ~ 10 пс и частотой повторения импульсов 80 МГц. При необходимости частота повторения импульсов уменьшалась до 1 МГц с использованием прореживателя лазерных импульсов на основе электрооптического модулятора. Фокусировка возбуждающего излучения на поверхности исследуемых структур в зависимости от требуемых условий оптического возбуждения осуществлялась двумя способами. В первом случае как фокусировка лазерного луча, так и сбор излучения ФК осуществлялись с помощью объектива ближнего ИК диапазона Mitutoyo Plan Apo NIR с оптическим увеличением $10\times$ или $20\times$. При этом размер пятна возбуждения d составлял ~ 5 мкм (для объектива $10\times$) или ~ 2 мкм (для объектива $20\times$) (см. вставку к рис. 1). Во втором случае с помощью данных объективов осуществлялся только сбор излучения исследуемых структур, тогда как лазерный луч фокусировался с помощью длиннофокусной линзы ($F = 20$ см) в пятно диаметром $d \sim 50$ мкм, что позволяло осуществлять относительно однородное возбуждение по всей площади исследуемого ФК (50×50 мкм).

Для регистрации спектрокинетических зависимостей ФЛ использовались решеточный монохроматор Acton 2300i (Acton Research), система регистрации одиночных фотонов на основе сверхпроводящего однофотонного детектора („Сконтел“) и система коррелированного по времени счета одиночных фотонов TimeHarp 260 (PicoQuant). Временное разрешение системы регистрации ФЛ составляло ~ 50 пс, а спектральное разрешение ~ 0.4 мэВ. Все измерения ФЛ проводились при комнатной температуре.

Расчеты дисперсионной зависимости излучательной способности мод ФК были выполнены фурье-модальным методом в форме матрицы рассеяния [23].

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

В работе были исследованы спектрокинетические зависимости ФЛ (зависимости интенсивности ФЛ от энергии фотона и времени задержки после импульса излучения накачки) для ФК с различными параметрами. В отличие от спектра ФЛ исходной структуры с Ge(Si)-островками, представляющего собой широкую полосу в диапазоне от 750 до 950 мэВ (от 1300 до 1650 нм) [10,21], спектры ФЛ ФК представляют собой серию линий различной ширины, соответствующих

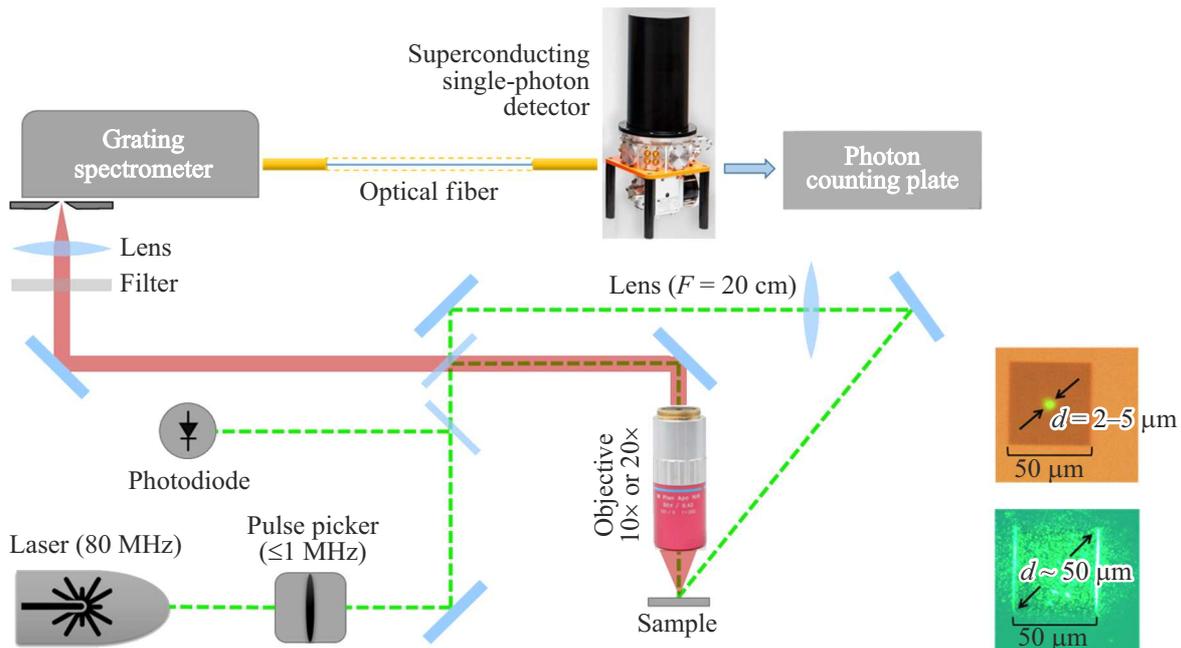


Рис. 1. Схема измерения спектрокинетических зависимостей микро-ФЛ с двумя возможными вариантами фокусировки лазерного излучения. На вставке — изображение ФК и пятна возбуждения для двух вариантов фокусировки (1 — $d \sim 2-5$ мкм, 2 — $d \sim 50$ мкм). (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

модам ФК, интенсивность и спектральное положение которых определяются параметрами ФК [17,21]. На рис. 2, *a* приведена спектрокинетическая зависимость интенсивности ФЛ ФК с периодом $a = 550$ нм, отношением $r/a = 0.25$ и глубиной травления отверстий ФК $h = 250$ нм. Было обнаружено [22], что именно для этих параметров в спектре ФЛ ФК наблюдается наиболее узкая линия ФЛ (шириной < 1 мэВ), соответствующая „VIS-моду“, обозначенной в работе [18] как „ E_2^{up} “. На рис. 2, *b* приведен интегральный спектр ФЛ данного ФК, полученный путем интегрирования спектрокинетической зависимости интенсивности ФЛ по всему рассмотренному временному интервалу. Для сравнения на рис. 2, *c* изображена рассчитанная дисперсионная зависимость мод ФК с данными параметрами при $T = 295$ К. Наиболее узкая линия в приведенных спектрах ФЛ (927.5 мэВ) указана стрелкой, а соответствующая ей мода „ E_2^{up} “ в дисперсионной характеристике ФК обозначена белой пунктирной линией.

На примере указанной линии ФЛ в данной работе было проведено подробное исследование влияния условий оптического возбуждения на положение и форму линий ФЛ ФК. С этой целью было рассмотрено несколько вариантов возбуждения исследуемых структур. В качестве первого варианта рассмотрим случай однородного по площади ФК возбуждения с частотой повторения импульсов 80 МГц. В этом случае для фокусировки лазерного луча использовалась линза с фокусным расстоянием 20 см, и диаметр пятна возбуждения составлял ~ 50 мкм, что совпадало с размером исследуемых ФК.

Использование большой частоты повторения импульсов (80 МГц) обеспечивает высокую скорость накопления при измерении временных зависимостей сигнала ФЛ с помощью системы коррелированного по времени счета одиночных фотонов, поэтому для исследования ФЛ с характерными временами < 10 нс (период повторения, соответствующий частоте 80 МГц, составляет 12.5 нс) данный режим измерений является предпочтительным. В частности, данная частота повторения импульсов может быть использована для исследования ФЛ ФК с Ge(Si)-островками при комнатной температуре, поскольку, как было показано ранее [20,21], в этом случае характерные времена спада ФЛ составляют от нескольких сотен пикосекунд до нескольких наносекунд (см. рис. 2, *a*).

На рис. 3 представлены спектрокинетические зависимости ФЛ ФК „ $a = 550$ нм, $r/a = 0.25$, $h = 250$ нм“ в окрестности линии „ E_2^{up} “, полученные в условиях однородного возбуждения по площади ФК (диаметр пятна возбуждения $d = 50$ мкм) с частотой повторения импульсов 80 МГц и средней мощностью 5 мВт (рис. 3, *a*) и 100 мВт (рис. 3, *b*). Как видно из сравнения полученных спектров, при увеличении мощности возбуждения наблюдается два противоположных эффекта. Во-первых, увеличение мощности приводит к заметному уширению и сдвигу линии ФЛ в область больших энергий на начальном (по времени) участке спектрокинетической зависимости ФЛ. При этом при высоких уровнях возбуждения наблюдается резкая зависимость спектрального положения максимума линии ФЛ от времени задержки

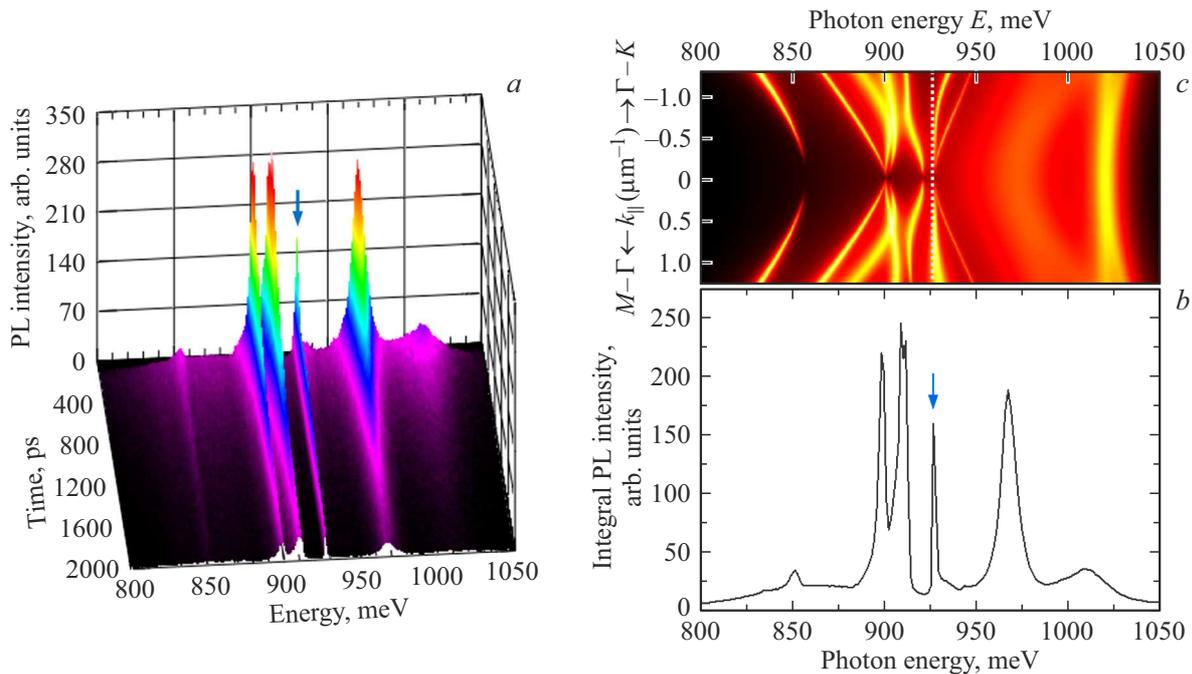


Рис. 2. Спектрокинетическая зависимость ФЛ (a) и интегральный по времени спектр ФЛ (b) фотонного кристалла „ $a = 550$ нм, $r/a = 0.25$, $h = 250$ нм“ при $T = 295$ К, а также рассчитанная дисперсионная зависимость мод ФК с данными параметрами (c). Наиболее узкая линия в спектрах ФЛ (927.5 мэВ) на графиках (a) и (b) обозначена стрелкой, а соответствующая ей мода „ E_2^{up} “ в дисперсионной характеристике ФК — пунктирной линией.

после окончания лазерного импульса. Подробно данная зависимость при различной средней мощности оптического возбуждения представлена на рис. 3, c. Данный эффект, по-видимому, обусловлен зависимостью спектрального положения линий ФЛ фотонных кристаллов от концентрации неравновесных носителей заряда, поскольку в условиях интенсивного оптического возбуждения эта величина может вносить значительный вклад как в действительную, так и в мнимую часть показателя преломления и, как следствие, приводить к изменению положения линий ФК.

Второй эффект, наблюдаемый при высокой мощности возбуждения, состоит в изменении спектрального положения „хвоста“ спектрокинетической зависимости ФЛ, т.е. положения линии ФЛ при больших временах задержки после возбуждающего импульса (t). Как видно из рис. 3, c, при средней мощности возбуждения 100 мВт положение линии ФЛ при $t = 6$ нс составляет 926.7 мэВ, т.е. на 0.8 мэВ меньше „равновесного“ положения данной линии ФЛ (927.5 мэВ), наблюдаемого при низких уровнях возбуждения (отмечено пунктирной линией на рис. 3, c). Данный сдвиг, очевидно, не связан с влиянием неравновесных носителей заряда, поскольку их концентрация при больших временах задержки пренебрежимо мала, что подтверждается низким уровнем сигнала ФЛ на данном временном интервале (см. рис. 3, a и b). Естественно предположить, что наблюдаемое красное смещение линии ФЛ обусловлено локальным разогревом исследуемой структуры в области пятна возбуждения,

т.е. в пределах площади рассматриваемого ФК. Согласно проведенным расчетам зонной структуры ФК, повышение температуры действительно приводит к смещению линий ФЛ ФК в сторону более низких энергий. При этом, как показано на рис. 4, величина сдвига линии ФЛ, равная 0.8 мэВ, соответствует изменению температуры ФК с 295 до 315 К, т.е. локальному разогреву ФК на 20 К, что является достаточно правдоподобной оценкой.

Рассмотрим теперь зависимость формы и спектрального положения линии ФЛ от частоты повторения лазерных импульсов. Как было указано выше, для исследования ФЛ с характерными временами спада < 10 нс использование большой частоты повторения импульсов (80 МГц) является оптимальным. В то же время для исследования более медленных процессов рекомбинации (например, рекомбинации носителей заряда в Ge(Si)-островках при низких температурах) необходимо увеличивать период повторения, т.е. уменьшать частоту следования импульсов оптического возбуждения. В нашей схеме измерения для этой цели используется прореживатель лазерных импульсов, позволяющий варьировать частоту повторения импульсов от 1 МГц до единиц Гц. На рис. 5, a и b представлены спектрокинетическая зависимость ФЛ линии „ E_2^{up} “ при однородном возбуждении ФК со средней мощностью 5 мВт и с различной частотой повторения лазерных импульсов: 80 МГц (рис. 5, a) и 1 МГц (рис. 5, b). Следует отметить, что указанные варианты оптического возбуждения характеризуются существенно различной плотностью

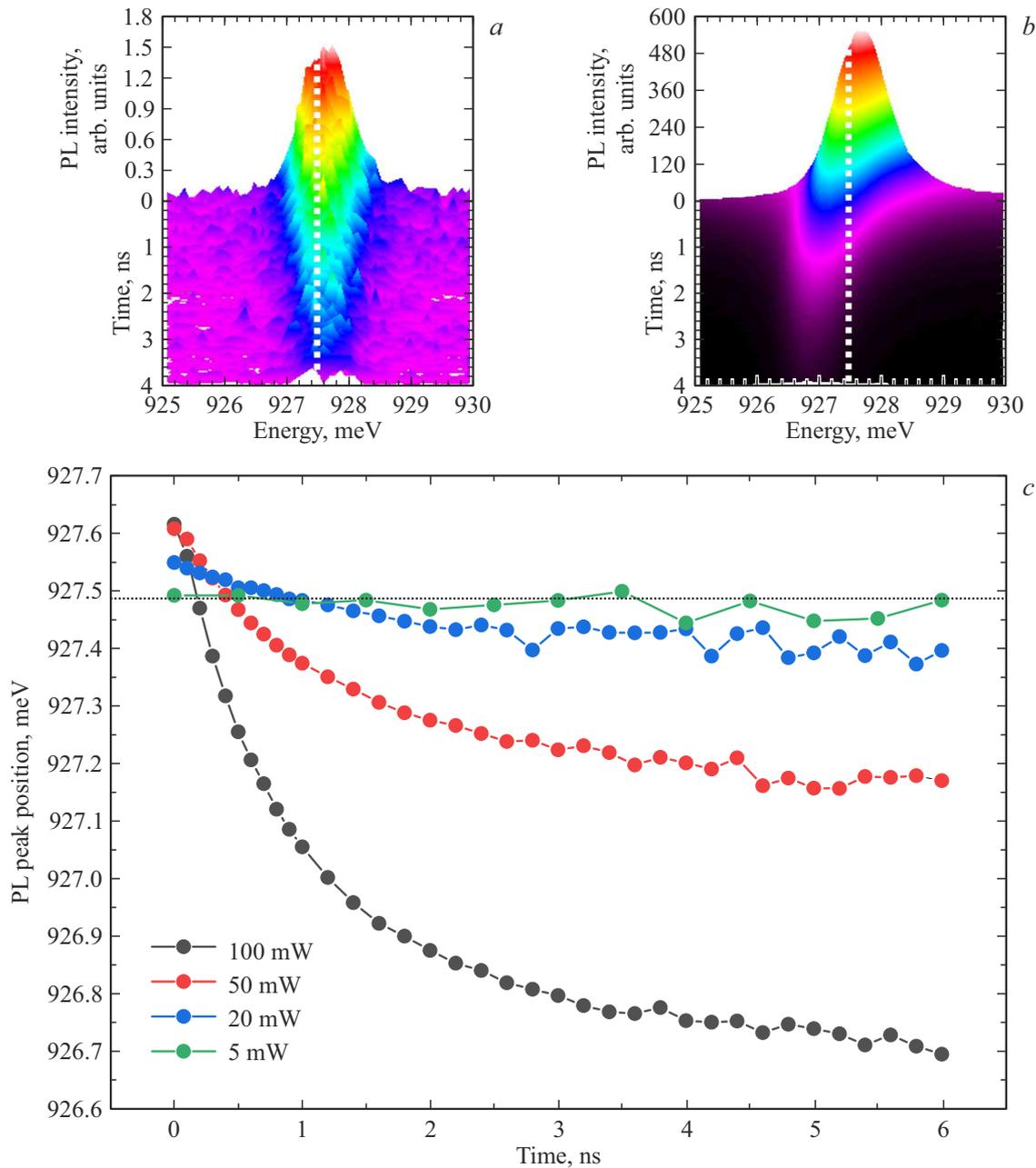


Рис. 3. Спектрокинетические зависимости ФЛ ФК „ $a = 550$ нм, $r/a = 0.25$, $h = 250$ нм“ в окрестности линии „ E_2^{up} “, полученные при однородном возбуждении ФК ($d = 50$ мкм) с частотой повторения импульсов 80 МГц и средней мощностью 5 мВт (a) и 100 мВт (b). c — зависимость спектрального положения линии „ E_2^{up} “ от времени для различной мощности возбуждающего излучения. Пунктирными линиями показано „равновесное“ положение линии ФЛ (927.5 мэВ), получаемое в пределе малых значений мощности возбуждения.

оптического возбуждения вследствие большей энергии в импульсе излучения накачки. В случае частоты повторения 80 МГц плотность оптической накачки составляла 3.2 мкДж/см² при средней мощности возбуждения 5 мВт и 64 мкДж/см² при максимальном значении мощности 100 мВт (рис. 5, c), тогда как при частоте повторения 1 МГц при средней мощности возбуждения 5 мВт эта величина составляла 255 мкДж/см². В результате в полученной спектрокинетической зависимости ФЛ линии

„ E_2^{up} “ при частоте повторения 1 МГц наблюдается гораздо более сильное уширение линии ФЛ в область больших энергий и зависимость положения максимума линии ФЛ от времени (рис. 5, b), отражающее существенно более высокую концентрацию неравновесных носителей заряда в области возбуждения при поглощении импульсов излучения накачки. В то же время одинаковое положение линии ФЛ при больших временах задержки после возбуждающего импульса (ср. рис. 5, a и b),

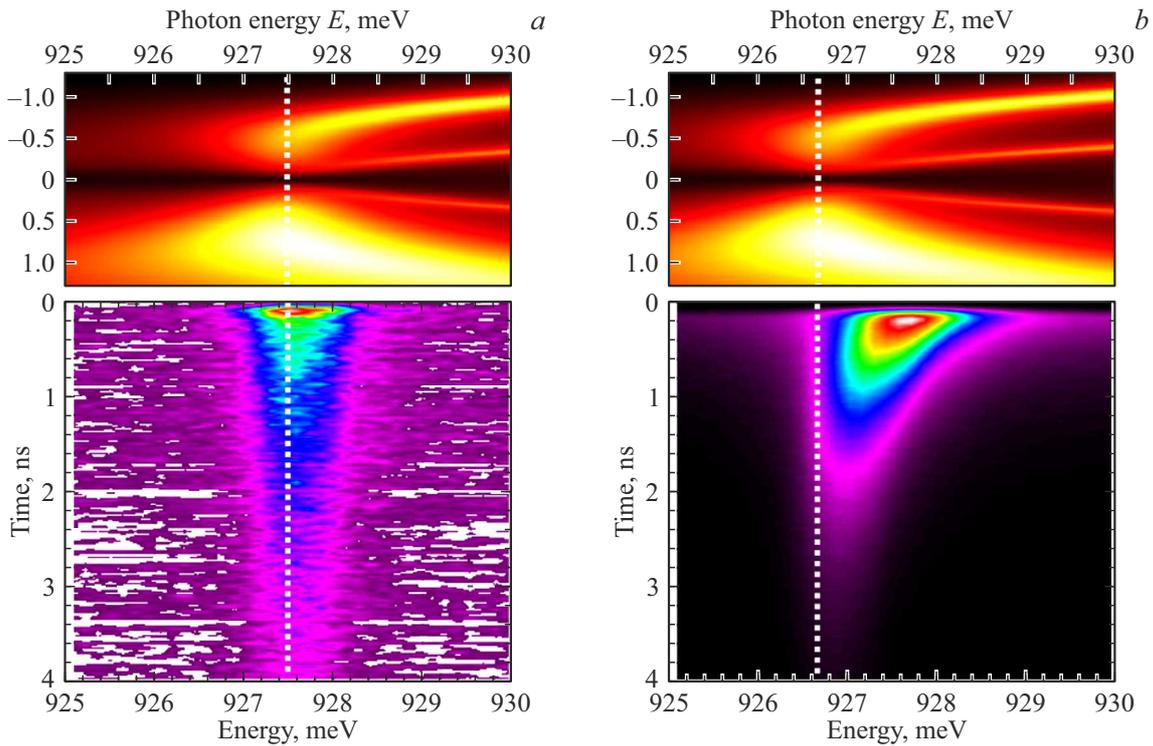


Рис. 4. Сравнение спектрокинетических зависимостей ФЛ линии „ E_2^{up} “ при однородном возбуждении ФК с частотой повторения 80 МГц и средней мощностью 5 мВт (а) и 100 мВт (б) с рассчитанными дисперсионными зависимостями ФК в окрестности данной линии при значениях температуры 295 К (а) и 315 К (б). Пунктирными линиями показано спектральное положение линии ФЛ при больших временах задержки после возбуждающего импульса ($t = 6$ нс), которое составляет 927.5 мэВ для $P = 5$ мВт (а) и 926.7 мэВ для $P = 100$ мВт (б).

соответствующее „равновесному“ положению линии ФЛ (927.5 мэВ) при низких уровнях оптической накачки, свидетельствует об отсутствии заметного локального разогрева структуры при данных условиях возбуждения.

Описанные выше измерения осуществлялись при диаметре пятна возбуждения ~ 50 мкм, что позволяло реализовать практически однородное возбуждение по площади исследуемого ФК. В то же время в большинстве исследований, проводимых методом спектроскопии микро-ФЛ, фокусировка возбуждающего излучения осуществляется с помощью того же объектива с большим оптическим увеличением, с помощью которого осуществляется сбор излучения исследуемых микроструктур (в нашем случае — ФК). При этом характерный размер пятна фокусировки составляет от 5 мкм для объектива с 10-кратным оптическим увеличением до ~ 1 мкм при использовании объективов с большим оптическим увеличением (20 \times , 50 \times). При данных условиях возбуждения существенной становится неоднородность возбуждения по площади исследуемых структур, которая может приводить к значительной модификации получаемых спектро-кинетических зависимостей, особенно при высоких уровнях оптической накачки.

На рис. 5, d приведена спектрокинетическая зависимость ФЛ линии „ E_2^{up} “, полученная при максимально

допустимой средней мощности оптического возбуждения (40 мВт) с частотой повторения импульсов 80 МГц в условиях фокусировки лазерного луча в пятно размером ~ 2 мкм с помощью объектива 20 \times . При этом плотность энергии возбуждающего излучения составляла 16 мДж/см², т.е. более чем на 3 порядка превышала минимальное рассмотренное в данной работе значение (3.2 мкДж/см²), полученное при однородном возбуждении ФК. Как видно из рис. 5, d, при столь экстремальных уровнях оптического возбуждения уширение рассматриваемой линии ФЛ моды „ E_2^{up} “ в сторону высоких энергий достигает 15 мэВ. Для количественной оценки вклада неравновесных носителей заряда в высокочастотный сдвиг линии ФЛ ФК в данных условиях возбуждения необходимо проведение дополнительных расчетов зонной структуры ФК, учитывающих высокую концентрацию неравновесных носителей заряда, в том числе с учетом возможного возникновения в рассматриваемых структурах электронно-дырочной плазмы [24].

Как видно из рис. 5, d, при больших временах задержки (t) в полученной спектро-кинетической зависимости наблюдается возникновение двух пиков с максимумами интенсивности ФЛ на энергиях фотона 924.3 и ~ 927 мэВ. Положение первого максимума (как следует из сопоставления с расчетами зонной структуры ФК) отвечает изменению температуры ФК на ~ 80 К и, по-

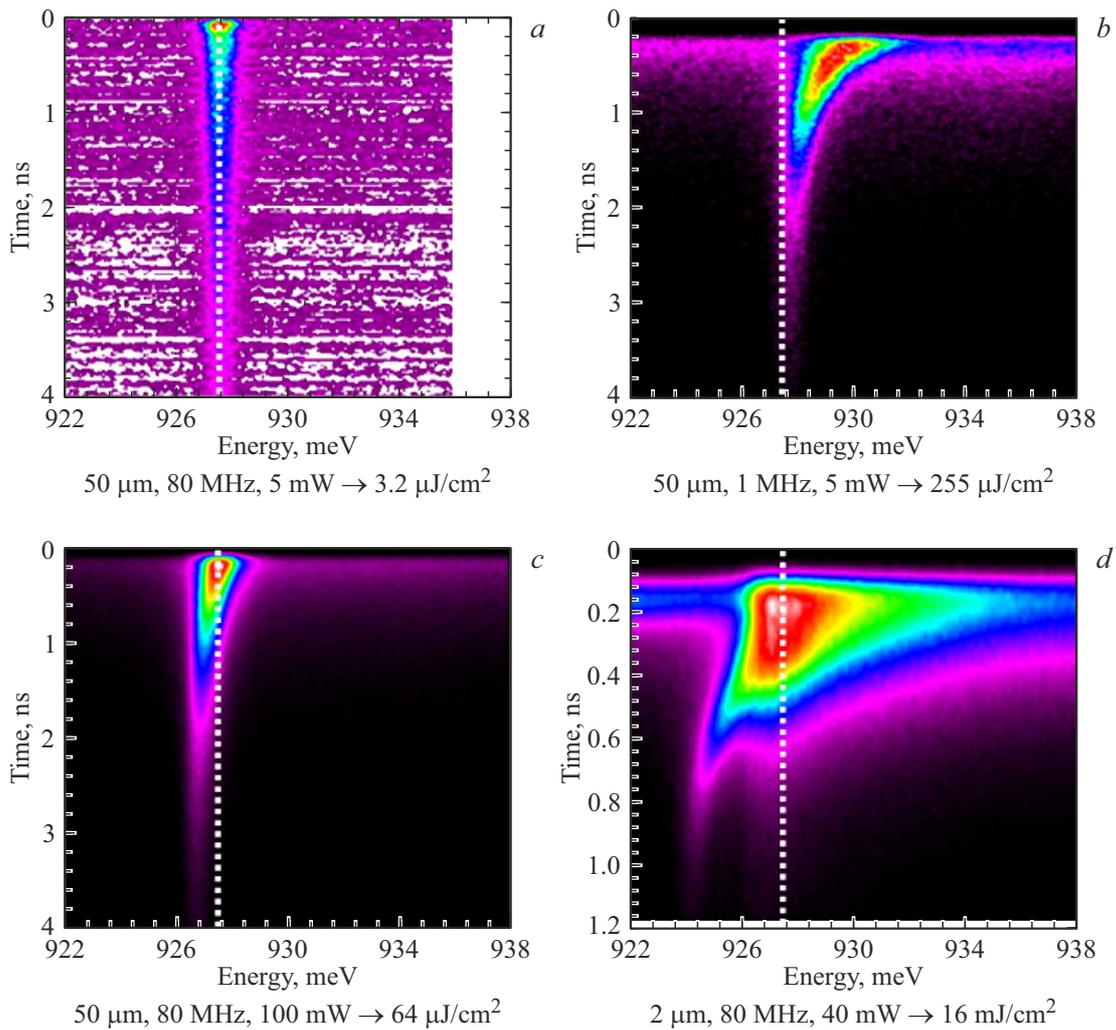


Рис. 5. Спектрокинетические зависимости ФЛ линии „ E_2^{up} “, полученные при различных условиях оптического возбуждения (указаны на рисунке). Пунктирными линиями показано „равновесное“ положение линии ФЛ (927.5 мэВ), наблюдаемое при низких уровнях оптического возбуждения.

видимому, соответствует излучению из области ФК в окрестности пятна возбуждения, очевидно, характеризующейся сильным локальным разогревом. Вторая (более широкая) линия, максимум которой близок к положению линии ФЛ моды „ E_2^{up} “ в условиях малой мощности возбуждения, по-видимому, обусловлена излучением с остальной поверхности ФК, разогрев которой оказывается незначительным.

4. Заключение

Таким образом, в работе исследовано влияние условий оптического возбуждения на спектральные и временные характеристики излучения двумерных ФК с Ge(Si)-наноостровками. Показано, что важными факторами, влияющими на спектральное положение и форму линий ФЛ, а также на кинетику ФЛ ФК, наряду со структурой мод ФК, являются локальный разогрев исследуемых об-

разцов и концентрация неравновесных носителей заряда, создаваемых при поглощении возбуждающего излучения. При этом высокая концентрация носителей заряда при большой плотности оптической накачки приводит к уширению и сдвигу линий ФЛ ФК в область больших энергий на начальном по времени участке спектрокинетической зависимости ФЛ, тогда как локальный разогрев исследуемых образцов, наоборот, приводит к общему смещению спектра ФЛ ФК в сторону меньших энергий. Данные эффекты необходимо учитывать при измерении характерных времен спада ФЛ структур с ФК при высоких уровнях оптической накачки, особенно в условиях сильной фокусировки лазерного луча. Показано, что использование однородного по площади ФК оптического возбуждения позволяет существенно снизить влияние указанных эффектов на измеряемые временные зависимости интенсивности ФЛ, а также экспериментально определяемую ширину линий ФЛ ФК. Последнее может быть важным, например, для корректного измерения

добротности мод ФК, особенно так называемых мод ВИС („bound-state-in-continuum“), характеризующихся высокой добротностью и, как следствие, узкими линиями в спектрах ФЛ ФК.

Благодарности

Авторы благодарят ЦКП „Наноструктуры“ ИФП СО РАН и ЦКП ВТАН НГУ за проведение измерений на научном оборудовании.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-10011) с использованием оборудования ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“ ИФМ РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Wang, Y. Long. *Sci. Bulletin*, **63**, 1267 (2018).
- [2] S. David, M. El kurdi, P. Boucaud, A. Chelnokov, V. Le Thanh, D. Bouchier, J.-M. Lourtioz. *APL*, **83**, 2509 (2003).
- [3] Y. Shiraki, X. Xu, J. Xia, T. Tsuboi, T. Maruizumi. *ECS Transactions*, **45** (5), 235 (2012).
- [4] M. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser, P. Rauter, M. Brehm, L. Spindlberger, A. Simbula, M. Galli, T. Fromherz, F. Schäffler. *ACS Photon.*, **4**, 665 (2017).
- [5] V. Rutckaia, F. Heyroth, A. Novikov, M. Shaleev, M. Petrov, J. Schilling. *Nano Lett.*, **17** (11), 6886 (2017).
- [6] S. Saito, A. Al-Attili, K. Oda, Y. Ishikawa. *Semicond. Sci. Technol.*, **31**, 043002 (2016).
- [7] 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 Charac. Mater.*, **63**, 1 (2017).
- [8] R. Apertz, L. Vescan, A. Hartmann, C. Dieker, H. Luth. *APL*, **66**, 445 (1995).
- [9] L. Vescan, T. Stoica, O. Chretien, M. Goryll, E. Mateeva, A. Muck. *J. Appl. Phys.*, **87**, 7275 (2000).
- [10] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский. *Письма ЖЭТФ*, **76** (6), 425 (2002).
- [11] 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).
- [12] 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).
- [13] S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, E.F. Schubert. *PRL*, **78** (17), 3294 (1997).
- [14] M. Boroditsky, R. Vrijen, T.F. Krauss, R. Coccioli, R. Bhat, E. Yablonovitch. *J. Lightwave Technol.*, **17** (11), 2096 (1999).
- [15] R. Jannesari, M. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser, K. Hingerl, T. Fromherz, F. Schäffler. *Opt. Express*, **22**, 25426 (2014).
- [16] A. Mahdavi, G. Sarau, J. Xavier, T.K. Paraiso, S. Christiansen, F. Vollmer. *Sci. Rep.*, **6**, 25135 (2016).
- [17] 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).
- [18] S.A. Dyakov, M.V. Stepikhova, A.A. Bogdanov, A.V. Novikov, D.V. Yurasov, M.V. Shaleev, Z.F. Krasilnik, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius. *Laser Photonics Rev.*, **15**, 2000242 (2021).
- [19] E.M. Purcell. *Phys. Rev.*, **69**, 681 (1946).
- [20] А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, М.В. Степихова, С.М. Сергеев, Н.А. Байдакова, М.В. Шалеев, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **54** (10), 1150 (2020).
- [21] Д.В. Юрасов, А.Н. Яблонский, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, Е.Е. Родякина, Ж.В. Смагина, В.А. Вербус, А.В. Новиков. *Письма ЖТФ*, **49** (10), 29 (2023).
- [22] A.V. Peretokin, D.V. Yurasov, M.V. Stepikhova, M.V. Shaleev, A.N. Yablonskiy, D.V. Shengurov, S.A. Dyakov, E.E. Rodyakina, Zh.V. Smagina, A.V. Novikov. *Nanomaterials*, **13** (10), 1678 (2023).
- [23] S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, T. Ishihara. *Phys. Rev. B*, **66**, 045102 (2002).
- [24] J.R. Lowney. *J. Appl. Phys.*, **66** (9), 4279 (1989).

Редактор Г.А. Оганесян

Effect of optical excitation conditions on the spectral and temporal characteristics of the radiation from two-dimensional photonic crystals with Ge(Si) nanoislands

A.N. Yablonskiy¹, D.V. Yurasov¹, V.E. Zakharov¹, A.V. Peretokin¹, M.V. Stepikhova¹, M.V. Shaleev¹, D.V. Shengurov¹, E.E. Rodyakina^{2,3}, Zh.V. Smagina², S.A. Dyakov⁴, A.V. Novikov^{1,5}

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

² Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

³ Physical Department, Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

⁴ Skolkovov Institute of Science and Technology, 143026 Moscow, Russia

⁵ Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The effect of optical excitation conditions on the spectral and temporal characteristics of the radiation from two-dimensional photonic crystals based on the structures with self-assembled Ge(Si) nanoislands has been studied. It was shown that one of the main factors effecting the spectral position and shape of photoluminescence lines, as well as the photoluminescence kinetics of photonic crystals with Ge(Si) nanoislands, along with the mode structure of the photonic crystal, are the local heating of the samples and the concentration of nonequilibrium charge carriers created by the absorption of the pumping radiation.