

09.4

Люминесцентный отклик фотонных кристаллов со встроенными Ge наноструктурами с различной глубиной травления отверстий

© Д.В. Юрасов¹, А.Н. Яблонский¹, М.В. Шалеев¹, Д.В. Шенгуров¹, Е.Е. Родякина^{2,3}, Ж.В. Смагина², В.А. Вербус^{1,4}, А.В. Новиков¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

⁴ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Нижний Новгород, Россия

E-mail: Inquisitor@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 20 января 2023 г.

В окончательной редакции 24 марта 2023 г.

Принято к публикации 24 марта 2023 г.

Рассмотрено влияние глубины травления отверстий двумерных фотонных кристаллов, сформированных на Si структурах со встроенными Ge наноструктурами, на их люминесцентный отклик. Обнаружено, что максимальная интенсивность люминесцентного отклика от фотонных кристаллов наблюдается не при формировании отверстий на всю глубину структуры, а при некоторой промежуточной глубине травления. Обсуждаются возможные причины данного экспериментального наблюдения.

Ключевые слова: SiGe гетероструктуры, Ge островки, фотонные кристаллы, фотолюминесценция, безызлучательная рекомбинация.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.10.55431.19511

Развитие современной микроэлектроники к настоящему времени сталкивается со все возрастающими трудностями, так как характерные размеры элементов достигают значений в единицы нанометров, и дальнейшее их уменьшение практически невозможно. В связи с этим стали активно исследоваться возможности использования для передачи информации оптических, а не электрических сигналов, и к настоящему моменту многие компоненты оптоэлектронных схем (волноводы, детекторы, модуляторы и т.д.) уже созданы [1]. Однако задача создания одного из основных компонентов оптоэлектроники — эффективного Si-совместимого светоизлучающего устройства на длины волн, соответствующие минимальным потерям в оптоволокне (1.3–1.55 μm), — до сих пор не решена. С точки зрения интеграции с кремневой технологией перспективным представляется создание излучателей на основе элементов IV группы (SiGe и SiGeSn) [2]. Одним из типов светоизлучающих структур на их основе являются структуры с самоформирующимися Ge островками, спектр излучения которых попадает в требуемый диапазон длин волн. Однако эффективность таких структур как излучателей невысока из-за непрямозонности как Si, так и Ge, а также ввиду неблагоприятной формы разрыва зон между ними (гетеропереход второго типа).

Известно, что излучательными свойствами материалов можно управлять за счет изменения окружающей их среды, в частности за счет создания резонаторов. В настоящее время одним из активно исследуемых видов (диэлектрических) микрорезонаторов являются фотонные кристаллы (ФК). Часто ФК формируются за счет

травления массива отверстий в слое полупроводника, что создает периодическое изменение показателя преломления (n) в плоскости роста, тогда как в направлении роста обычно реализуется скачок n на границе двух сред. Основными параметрами, определяющими свойства ФК, являются симметрия расположения отверстий, их период и диаметр [3]. Кроме того, глубина травления отверстий ФК также оказывает существенное влияние на его свойства [4]. При этом в зависимости от глубины травления могут реализоваться разные режимы работы ФК [4]. В настоящей работе представлены результаты исследований влияния глубины травления отверстий, формирующих ФК на структурах с самоформирующимися Ge островками, на их спектры и кинетику фотолюминесценции (ФЛ).

Все исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках „кремний на изоляторе“ (SOI) с верхним слоем Si толщиной 70 nm и слоем захороненного окисла 2 μm . Активной средой служили пять слоев Ge островков, разделенных Si слоями толщиной ~ 17 nm. Температура роста структуры составляла $\sim 600^\circ\text{C}$, количество осажденного Ge ~ 1 nm. Параметры выбирались исходя из результатов предыдущих исследований, показавших, что при этом интенсивность сигнала ФЛ при 300 K от островков максимальна [5]. Выращенная структура разрезалась на чипы, на которых создавались одинаковые массивы ФК с гексагональной решеткой. Формирование ФК осуществлялось с помощью электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением в смеси газов SF_6/CHF_3 . На каждом чипе были сформирова-

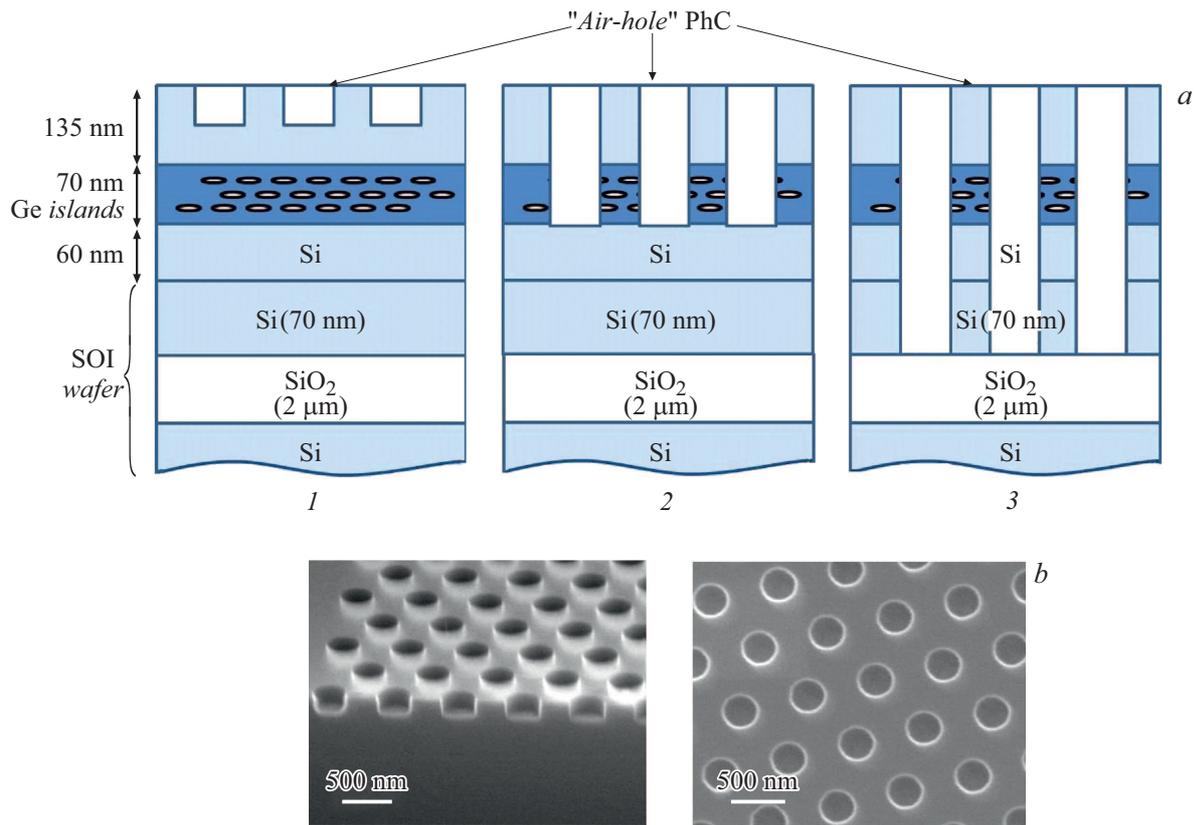


Рис. 1. *a* — схема исследуемых структур с указанием толщин различных слоев (не в масштабе). Цифрами 1–3 обозначены три чипа с разной глубиной отверстий. *b* — СЭМ-снимки скола одного из тестовых образцов, используемого для определения глубины травления отверстий (слева), и одного из ФК на исследуемой структуре (справа).

ны ФК с периодами следования отверстий $a = 550$ и 600 nm с соотношениями радиуса отверстий к периоду $r/a = 0.2$ и 0.25 соответственно. Размер ФК составлял $100 \times 100 \mu\text{m}$. Для разных чипов путем варьирования времени травления менялась глубина травления отверстий, формирующих ФК.

К каждому чипу была сформирована тестовая структура с несколькими ФК размером $50 \times 250 \mu\text{m}$, что позволило после его травления произвести скол через ФК и с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) определить глубину травления отверстий. Схема исследованных структур и типовые СЭМ-снимки ФК представлены на рис. 1. Было сформировано три чипа с глубинами отверстий порядка 80 nm (1 на рис. 1), 200 nm (2 на рис. 1) и 335 nm (полностью протравленная структура) (3 на рис. 1).

Оптические свойства структур исследовались методом времяразрешенной спектроскопии микро-ФЛ при 300 К. Для возбуждения ФЛ использовался импульсный лазер на основе Nd:YVO₄ („Солар ЛС“) с длиной волны 532 nm, длительностью импульса ~ 10 ps и частотой повторения 1 MHz. Сбор излучения осуществлялся с помощью объектива Mitutoyo Plan Apo NIR 10 \times , при этом луч возбуждающего излучения фокусировался с помощью более длиннофокусного объектива (фокусное

расстояние 30 cm) в пятно диаметром $\sim 100 \mu\text{m}$, что позволяло реализовать относительно равномерное возбуждение носителей заряда по всей площади исследуемых ФК. Для регистрации спектров и временных зависимостей ФЛ использовались решеточный монохроматор Acton 2300i, система регистрации одиночных фотонов на основе сверхпроводникового однофотонного детектора („Сконтел“) и система коррелированного по времени счета одиночных фотонов TimeHarp 260. Спектральное разрешение системы составляло 2 nm, а временное ~ 100 ps. Расчет дисперсионных зависимостей мод ФК выполнен методом конечных элементов с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics.

Результаты измерения спектров микро-ФЛ при 300 К показаны на рис. 2, *a, b*. Можно видеть, что для отверстий глубиной 80 nm ФК начинает формироваться, но модуляция n в плоскости еще относительно невелика (так называемый случай „слабой“ решетки). В спектрах не просто наблюдается возрастание интенсивности ФЛ за счет увеличения выхода излучения из структуры, но и разрешается набор некоторых линий, соответствующих радиационным, лежащим выше светового конуса модам ФК (более четко видно на рис. 2, *b*). С увеличением глубины травления отверстий с 80 до 200 nm отдельные линии в спектрах микро-ФЛ, связанные с этими модами,

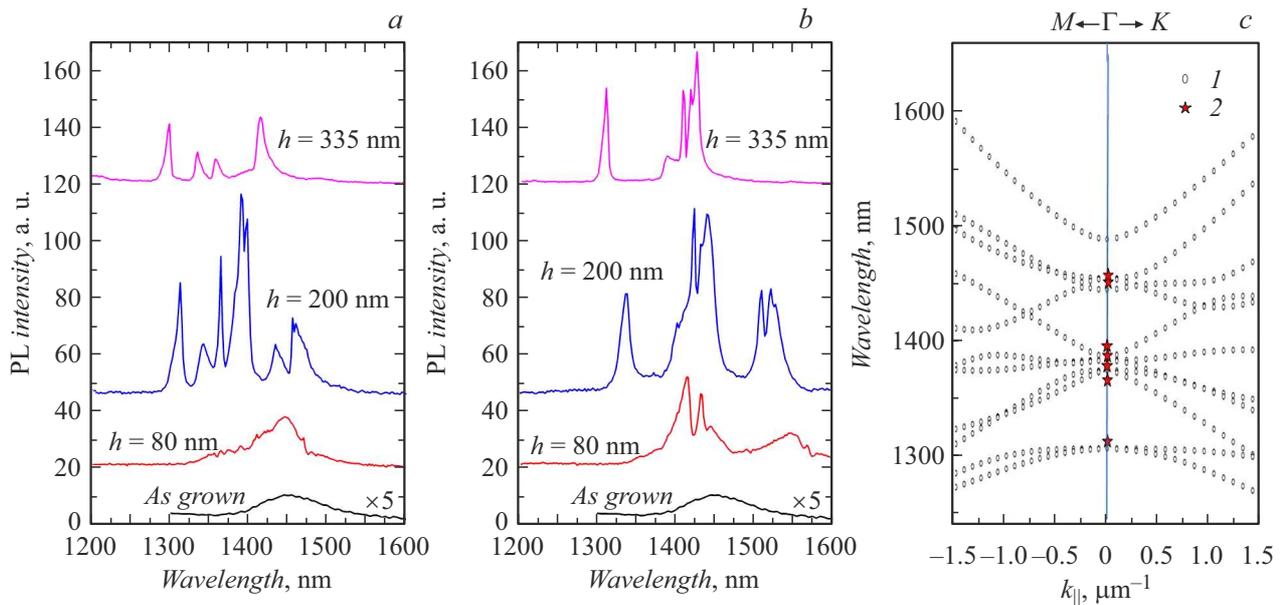


Рис. 2. Спектры стационарной микро-ФЛ от сформированных ФК и исходной структуры (*As grown*) для ФК с $a = 550$ nm и $r/a = 0.2$ (a) и ФК с $a = 600$ nm и $r/a = 0.25$ (b). Глубины травления h ФК указаны рядом с соответствующими спектрами. c — рассчитанные дисперсионные зависимости мод ФК (1) и наложенные на них экспериментальные положения линий в его спектре ФЛ (2). Данные приведены для ФК с $a = 550$ nm, $r/a = 0.2$ и $h = 200$ nm.

проявляются более отчетливо, и происходит существенный рост интенсивности сигнала ФЛ по сравнению с исходной структурой.

Однако при дальнейшем увеличении глубины травления отверстий от 200 до 335 nm выигрыш в интенсивности сигнала ФЛ по сравнению с исходной структурой уменьшается (рис. 2). Возрастание пиковой интенсивности сигнала ФЛ для ФК с $a = 550$ nm и $r/a = 0.2$ по сравнению с таковой для исходной структуры без ФК составило ~ 9 раз для глубины травления $h = 80$ nm, возросло до ~ 88 раз для $h = 200$ nm и затем уменьшилось до ~ 17 раз для $h = 335$ nm (рис. 2, a). Аналогичное поведение наблюдалось и для другого исследованного ФК с $a = 600$ nm и $r/a = 0.25$ (рис. 2, b). Качественно такой же ход зависимости от h наблюдался и для величины возрастания интегральной интенсивности ФЛ.

Результаты расчета дисперсионной зависимости мод для ФК с $a = 550$ nm, $r/a = 0.2$ и $h = 200$ nm показаны на рис. 2, c. Известно [6], что ФК с гексагональной решеткой поддерживают 12 мод: четыре дублета и четыре синглета (на рис. 2, c для наглядности представлено только 11 мод, так как одна из синглетных мод находится в более коротковолновой области, чем сигнал ФЛ Ge островков). Сравнение спектра стационарной микро-ФЛ (рис. 2, a) с результатами расчета показывает довольно хорошее совпадение положения пиков в спектре с расчетным положением различных мод в Γ -точке зоны Бриллюэна ФК (при $k = 0$) (рис. 2, c). Небольшое расхождение может быть объяснено тем, что некоторый вклад в общий регистрируемый сигнал микро-ФЛ могут также вносить моды, лежащие внутри светового конуса и

имеющие ненулевое значение $k_{||}$. Качественное согласие между спектрами микро-ФЛ и рассчитанными дисперсионными зависимостями наблюдается и для других ФК, исследованных в работе.

Выявленный ход зависимостей интенсивности сигнала ФЛ от глубины отверстий ФК (с максимумом для определенной глубины травления) может реализоваться при одновременном влиянии нескольких разнонаправленных факторов. В данном случае одним из таких факторов является все более четко формируемая модовая структура ФК при увеличении h (глубина модуляции n в плоскости увеличивается). Взаимодействие Ge островков с модами ФК, находящимися выше светового конуса, и ведет к росту интенсивности их сигнала ФЛ [6]. Другим фактором может являться увеличение площади поверхности структуры при травлении отверстий с увеличением h , что ведет к возрастанию вклада поверхностной безызлучательной рекомбинации и, как следствие, к снижению интенсивности ФЛ.

Для проверки данного предположения были измерены временные зависимости интенсивности интегральной ФЛ для исследуемых ФК и исходной структуры (рис. 3). Как видно из полученных результатов, для случая $h = 80$ nm характерное время спада ФЛ близко к таковому для исходной структуры (около 3 ns), в то время как для ФК с $h = 200$ и 335 nm оно значительно уменьшается (0.6 и 0.35 ns соответственно).

Предыдущие исследования показали, что для структур с Ge островками наблюдаются гораздо более длинные времена спада ФЛ при низких температурах и сильное температурное гашение сигнала ФЛ при 300 K [7,8]. Это

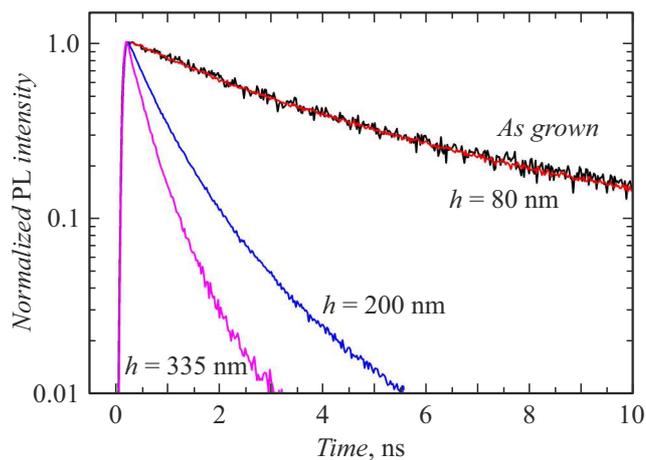


Рис. 3. Нормированные временные зависимости интенсивности ФЛ исходной структуры (*As grown*) и ФК с $a = 600$ нм и $r/a = 0.25$ с различной глубиной травления отверстий h (указана рядом с соответствующими кривыми).

показывает, что кинетика ФЛ при 300 К определяется в основном безызлучательной рекомбинацией (поскольку времена излучательной рекомбинации в непрямозонных SiGe гетероструктурах значительно длиннее, чем для безызлучательной). Ввиду этого потенциальное сокращение времени излучательной рекомбинации за счет эффекта Парселла при таких условиях не отражается на кинетике ФЛ.

Уменьшение времен спада ФЛ для ФК с большой глубиной травления, показанное на рис. 3, может служить наглядным подтверждением увеличения вклада поверхностной безызлучательной рекомбинации при увеличении h . В результате воздействия двух отмеченных выше факторов может наблюдаться некоторый оптимум по глубине травления отверстий ФК (который в принципе зависит от параметров ФК ввиду изменения зонной диаграммы ФК при изменении его параметров). Таким образом, используемое в большинстве случаев травление отверстий, формирующих ФК, на всю глубину структуры может быть неоптимальным вариантом. Продемонстрированная немонотонная зависимость интенсивности сигнала фотолюминесценции ФК от h получена по минимальному набору точек, хотя и для двух ФК с различными параметрами. Для получения более детальных результатов предполагается продолжить данные исследования для большего набора параметров ФК, а также для различных температур измерения.

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] S.Y. Siew, B. Li, F. Gao, H.Y. Zheng, W. Zhang, P. Guo, S.W. Xie, A. Song, B. Dong, L.W. Luo, C. Li, X. Luo, G.-Q. Lo, J. Lightwave Technol., **39**, 4374 (2021). DOI: 10.1109/JLT.2021.3066203
- [2] I.A. Fischer, M. Brehm, M. De Seta, G. Isella, D.J. Paul, M. Virgilio, G. Capellini, APL Photon., **7**, 050901 (2022). DOI: 10.1063/5.0078608
- [3] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade, *Photonic crystals, molding the flow of light*, 2nd ed. (Princeton University Press, N.J., 2007), p. 135–147.
- [4] A.C. Overvig, S.C. Malek, M.J. Carter, S. Shrestha, N. Yu, Phys. Rev. B, **102**, 035434 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevB.102.035434
- [5] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, Письма в ЖЭТФ, **76** (6), 425 (2002). [N.V. Vostokov, Yu.N. Drozdov, Z.F. Krasil'nik, D.N. Lobanov, A.V. Novikov, A.N. Yablonskii, JETP Lett., **76** (6), 365 (2002). DOI: 10.1134/1.1525038].
- [6] S.A. Dyakov, M.V. Stepihova, A.A. Bogdanov, A.V. Novikov, D.V. Yurasov, M.V. Shaleev, Z.F. Krasilnik, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, Laser Photon. Rev., **15**, 2000242 (2021). DOI: 10.1002/lpor.202000242
- [7] B.V. Kamenev, L. Tsybeskov, J.-M. Baribeau, D.J. Lockwood, Phys. Rev. B, **72**, 193306 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.72.193306
- [8] B. Julsgaard, P. Balling, J.L. Hansen, A. Svane, A.N. Larsen, Appl. Phys. Lett., **98**, 093101 (2011). DOI: 10.1063/1.3559230