

09.4

Исследование оптических свойств нановключений InP/InAsP/InP в кремнии

© И.А. Мельниченко^{1,2}, С.Д. Комаров¹, А.С. Драгунова¹, А.А. Караборчев¹, Э.И. Моисеев¹, Н.В. Крыжановская¹, И.С. Махов¹, А.Е. Жуков¹

¹ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: imelnichenko@hse.ru

Поступило в Редакцию 13 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 15 ноября 2023 г.

Принято к публикации 15 ноября 2023 г.

С помощью конфокальной оптической микроскопии и спектроскопии микрофотолюминесценции исследованы субмикронные нановключения $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{InP}$, сформированные методом селективного эпитаксиального роста в кремнии с использованием металлоорганической газофазной эпитаксии и расплавленной капли элемента III группы. Исследовано влияние расстояния между нановключениями на интенсивность фотолюминесценции, получены температурные зависимости фотолюминесценции в диапазоне 77–290 К. При комнатной температуре получено излучение в спектральном диапазоне 1.2 μm .

Ключевые слова: наноструктуры A_3B_5 , интеграция InAsP в кремний, InAsP/InP.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.05.57175.19801

Разработка методов интеграции излучающих наноструктур A_3B_5 с кремнием является важнейшей задачей фотоники, решение которой позволит объединить технологию высокоскоростной помехозащищенной оптической передачи данных с развитой технологией кремниевых интегральных схем для последующего применения в высокопроизводительных системах обработки больших данных, квантовых вычислениях и криптографии. Сложность монокристаллического синтеза наноструктур A_3B_5 на кремнии, которые обладали бы высокой эффективностью излучательной рекомбинации, в основном обусловлена несоответствием параметров кристаллических решеток, что приводит к созданию структур с плотностью дефектов (прорастающие дислокации, микротрещины, антифазные границы) выше приемлемой для изготовления приборов. Для преодоления этих сложностей предложены методы, основанные на использовании специальных буферных слоев (дислокационных фильтров) [1], разориентированных [2] или структурированных [3] подложек, и методы гетерогенной (гибридной) интеграции на основе бондинга [4] и трансферной печати [5]. Активно развиваются методы селективного роста [6] и выращивания наноструктур с использованием капель катализатора [7].

Недавно был предложен новый метод селективного эпитаксиального роста A_3B_5 на кремнии с использованием металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) и расплавленной капли элемента III группы (molten alloy driven selective-area growth, MADSAG) [8], который позволяет исключить использование сложных технологий бондинга, что дает возможность реализовать точное совмещение компонентов A_3B_5 и кремния на

микроуровне. Сначала в протравленные ямки на поверхности кремния осаждается капля элемента III группы, а дальнейший МОГФЭ-отжиг в парах прекурсора V группы обеспечивает кристаллизацию каждой капли. Этот метод объединяет преимущества селективного и капельного роста: точное позиционирование наноструктур и селективность роста с одной стороны и высокую степень контроля за нуклеацией в жидкой фазе с другой. В настоящей работе проводится исследование влияния расстояния между ямками, вытравленными на поверхности кремния, на оптические характеристики наноструктур $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{InP}$, синтезированных методом MADSAG, с использованием картирования поверхности методом конфокальной оптической микроскопии при комнатной температуре и микрофотолюминесценции (мкФЛ) в диапазоне температур 77–290 К.

Исследуемые гетероструктуры были синтезированы на подложке Si с кристаллографической ориентацией (001) с использованием метода МОГФЭ. Перед эпитаксиальным ростом на поверхность кремния с помощью плазмохимического осаждения наносилась маска SiN_x толщиной 50 nm. С помощью глубокой ультрафиолетовой литографии был сформирован рисунок для маски мез-углублений круглой формы. Расстояние между центрами углублений (период следования) для различных образцов составляло 400, 600 или 800 nm. Диаметр каждого углубления в верхней части составил 200 nm. Для травления углублений глубиной 200 nm в кремнии использовалось глубокое реактивное ионное травление в гексафториде серы (SF_6). Дополнительное жидкостное анизотропное травление в КОН приводило к формированию дополнительного углубления пирамидальной фор-

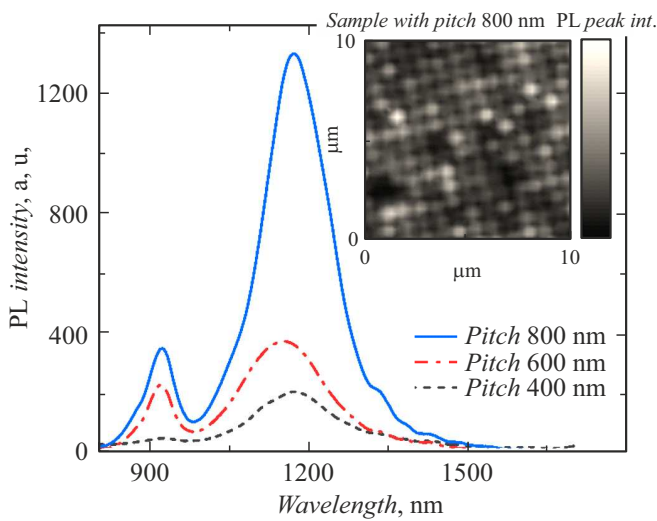


Рис. 1. Спектры мкФЛ, полученные при комнатной температуре для структур с нановключениями $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ с периодом следования 800, 600 и 400 нм. На вставке — карта распределения интегральной интенсивности мкФЛ в диапазоне длин волн от 1100 до 1260 нм для массива нановключений $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{InP}$ с периодом 800 нм.

мы, ограниченного {111}-плоскостями кремния. Эпитаксиальный рост начинался с формирования слоя InP внутри отверстий, который затем зарастивался $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$. Для увеличения однородности заполнения отверстий и увеличения количества излучающего материала процедура роста слоя $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ повторялась пять раз. На заключительном этапе формировался слой InP , покрывающий структуру. Более подробно технологические аспекты роста нановключений описаны в работах [8,9].

Измерения карт мкФЛ наноструктур были выполнены с помощью оптического конфокального микроскопа NTEGRA Spectra. Для возбуждения использовался Nd:YLF-лазер накачки, работающий в непрерывном режиме (длина волны излучения 527 нм). Излучение лазера фокусировалось микрообъективом (100×, Mitutoyo, M Plan APO NIR, NA=0.5). Детектирование сигнала выполнялось с помощью системы на основе охлаждаемых Si и InGaAs CCD-детекторов (Andor) и монохроматора MS5204i (Sol Instruments). Мощность оптической накачки составляла ~ 1.7 мВт, диаметр пятна накачки 0.7 μm . Для исследований оптических свойств в диапазоне температур 77–290 К структуры помещались в криостат Janis ST-500.

На спектрах мкФЛ (рис. 1), полученных при комнатной температуре от образцов в местах расположения нановключений $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$, сформированных в упорядоченных углублениях, присутствуют линия со спектральным положением максимума на длине волны около 915 нм, соответствующая рекомбинации носителей в InP , и более широкая линия с максимумом около 1200 нм, обусловленная излучением $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$. Большая спектральная ширина линии свидетельствует,

как мы полагаем, о неоднородности состава твердого раствора $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ в нановключениях. Положение максимума мкФЛ различных отдельных нановключений находится в спектральном диапазоне 1180–1220 нм (1.051–1.016 eV), что соответствует средней концентрации мышьяка в диапазоне от 28 до 31%.

На вставке к рис. 1 приведена карта распределения интегральной интенсивности мкФЛ (1100–1260 нм) при комнатной температуре для массива нановключений с периодом 800 нм. Упорядоченные яркие точки соответствуют излучению от отдельных нановключений. Из распределения интенсивности видно, что излучение наблюдается для подавляющего большинства нановключений $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$: на 100 нановключений приходится в среднем 12–15 нановключений, для которых сигнал люминесценции является слабым. Между яркими точками во всем диапазоне длин волн излучения практически не наблюдается, что свидетельствует об отсутствии осаждения InAsP на поверхности SiN_x между ямками вследствие диффузии осаждаемого материала из этой области в упорядоченные углубления. На изображениях, полученных с использованием растрового электронного микроскопа (РЭМ) для образца с периодом 800 нм (рис. 2, а), также наблюдается упорядоченный массив нановключений, верхняя часть которых выступает над поверхностью кремния.

При уменьшении расстояния между центрами углублений с 800 до 400 нм происходит уменьшение интенсивности сигнала мкФЛ от нановключений (рис. 1). Мы полагаем, что это обусловлено уменьшением количества вещества, приходящегося на углубление, и соответственно уменьшением заполняемости сформированных углублений. Это подтверждается полученными с помощью РЭМ изображениями (рис. 2, б). Таким образом, для формирования более плотного массива нановключений требуется дальнейшая оптимизация количества осаждаемого материала с контролем заполняемости углублений.

Для характеристики оптического качества материала нановключений $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{InP}$, сформированных с наиболее оптимальным периодом 800 нм, было выполнено исследование температурной зависимости фотолюминесценции (рис. 3, а). С увеличением температуры от 77 до 290 К наблюдается падение интегральной интенсивности в 23 раза, что свидетельствует об умеренном уровне безызлучательной рекомбинации в эпитаксиальной структуре, так как полученный результат сопоставим с результатами, которые были продемонстрированы для структур, синтезированных на родных подложках (InP) [10]. Спектральный сдвиг длины волны максимума фотолюминесценции при увеличении температуры представлен на рис. 3, б. Теоретическая кривая, описывающая изменение ширины запрещенной зоны твердого раствора $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$ в зависимости от температуры, была получе-

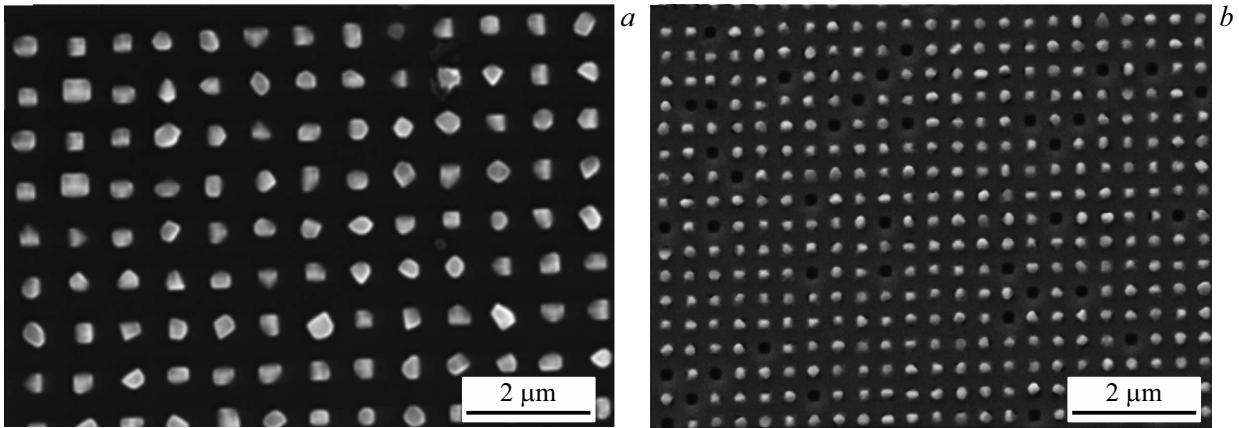


Рис. 2. РЭМ-изображения поверхности кремния с нановключениями InAs_xP_{1-x}/InP с периодом следования 800 (a) и 400 nm (b).

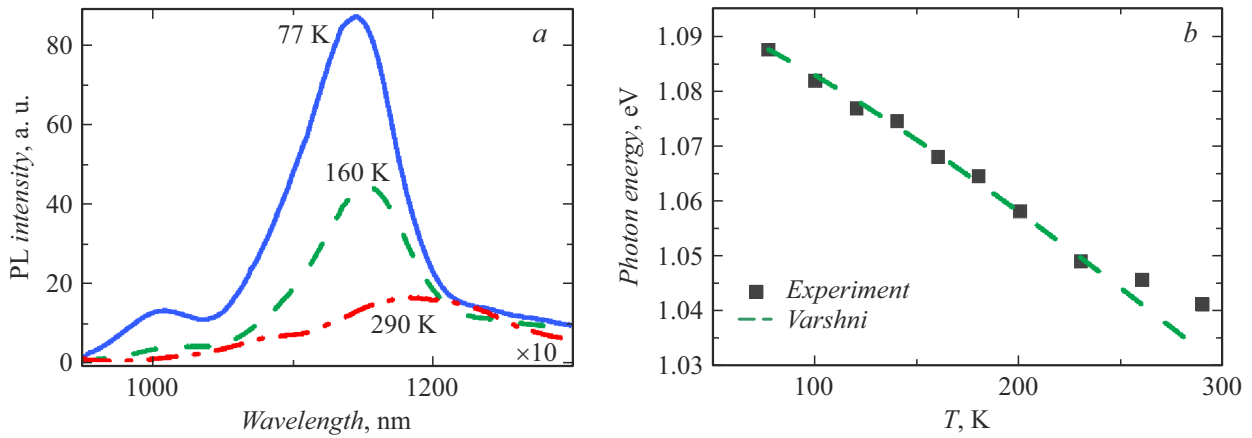


Рис. 3. a — спектры мкФЛ для структуры с периодом массива нановключений 800 nm при температурах 77–290 K; b — зависимость максимума интенсивности мкФЛ от температуры и теоретическая кривая Варшни для InAs_xP_{1-x}.

на с помощью формулы Варшни

$$E_g^{\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}}(T, x) = \left(E_{g0}^{\text{InAs}} - \frac{\alpha_{\text{InAs}} T^2}{\beta_{\text{InAs}} + T} \right) x + \left(E_{g0}^{\text{InP}} - \frac{\alpha_{\text{InP}} T^2}{\beta_{\text{InP}} + T} \right) (1 - x) + C g x (1 - x),$$

где параметры α_{InAs} , β_{InAs} и α_{InP} , β_{InP} были взяты равными соответственно $2.5 \cdot 10^{-4}$ eV/K [10], 162 K и $3.63 \cdot 10^{-4}$ eV/K, 75 K [11], параметр прогиба $C = 0.1$ eV [12], $x = 0.3$. Видно, что экспериментальные данные хорошо описываются теоретической кривой, что указывает на отсутствие в твердом растворе InAs_xP_{1-x} кластеров, сильно различающихся по своему химическому составу.

В заключение отметим, что с целью практического использования такой селективный рост A₃B₅-наноизлучателей может выполняться также на пластине „кремний на изоляторе“. Наличие оптического контраста Si/SiO₂ позволит формировать трехмерные микрорезонаторы с контролируемо размещаемыми в них нановставками A₃B₅. Управление расположением нановста-

вок внутри резонатора может быть использовано для управления диаграммой направленности микролазера, величиной потерь и фактора перекрытия оптической моды с активной областью, а применение квантово-размерной вставки имеет потенциал для создания источников одиночных фотонов.

Благодарности

Авторы благодарят Е. Семенову и Д. Вязмитинова за предоставленные структуры.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-22-20057 (<https://rscf.ru/project/22-22-20057/>) и гранта Санкт-Петербургского научного фонда в соответствии с соглашением № 66/2022 от 15 апреля 2022 г.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Tang, J.-S. Park, Z. Wang, S. Chen, P. Jurczak, A. Seeds, H. Liu, *Prog. Quantum Electron.*, **66**, 1 (2019). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2019.05.002
- [2] M. Kawabe, T. Ueda, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26** (6A), L944 (1987). DOI: 010.1143/JJAP.26.L944
- [3] A.Y. Liu, J. Peters, X. Huang, D. Jung, J. Norman, M.L. Lee, A.C. Gossard, J.E. Bowers, *Opt. Lett.*, **42** (2), 338 (2017). DOI: 10.1364/OL.42.000338
- [4] A. Sakanas, E. Semenova, L. Ottaviano, J. Mørk, K. Yvind, *Microelectron. Eng.*, **214**, 93 (2019). DOI: 10.1016/j.mee.2019.05.001
- [5] A. Osada, Y. Ota, R. Katsumi, M. Kakuda, S. Iwamoto, Y. Arakawa, *Phys. Rev. Appl.*, **11** (2), 024071 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.11.024071
- [6] M. Borg, H. Schmid, K.E. Moselund, G. Signorello, L. Gignac, J. Bruley, C. Breslin, P. Das Kanungo, P. Werner, H. Riel, *Nano Lett.*, **14** (4), 1914 (2014). DOI: 10.1021/nl404743j.
- [7] J. Vukajilovic-Plestina, W. Kim, L. Ghisalberti, G. Varnavides, G. Tütüncüoğlu, H. Potts, M. Friedl, L. Güniat, W.C. Carter, V.G. Dubrovskii, A. Fontcuberta i Morral, *Nat. Commun.*, **10** (1), 869 (2019). DOI: 10.1038/s41467-019-08807-9
- [8] D.V. Viazmitinov, Y. Berdnikov, S. Kadkhodazadeh, A. Dragunova, N. Sibirev, N. Kryzhanovskaya, I. Radko, A. Huck, K. Yvind, E. Semenova, *Nanoscale*, **12** (46), 23780 (2020). DOI: 10.1039/D0NR05779G
- [9] I. Melnichenko, E. Moiseev, N. Kryzhanovskaya, I. Makhov, A. Nadtochiy, N. Kalyuznyy, V. Kondratev, A. Zhukov, *Nanomaterials*, **12** (23), 4213 (2022). DOI: 10.3390/nano12234213
- [10] S. Tiwari, *Compound semiconductor device physics* (Academic Press, N.Y., 1992).
- [11] H.P. Lei, H.Z. Wu, Y.F. Lao, M. Qi, A.Z. Li, W.Z. Shen, *J. Cryst. Growth*, **256** (1-2), 96 (2003). DOI: 10.1016/S0022-0248(03)01345-9
- [12] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.*, **89** (11), 5815 (2001). DOI: 10.1063/1.1368156