

Влияние давления мышьяка при зарощивании квантовых точек InAs тонким низкотемпературным слоем GaAs на их оптические свойства

© С.В. Балакирев¹, Д.В. Кириченко¹, С.Д. Комаров², А.С. Драгунова², Н.Е. Черненко¹,
Н.А. Шандыба¹, Н.В. Крыжановская², А.Е. Жуков², М.С. Солодовник¹

¹ Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, Южный федеральный университет, 347922 Таганрог, Россия

² Международная лаборатория квантовой оптоэлектроники, Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, 190008 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: sbalakirev@sfedu.ru

Поступила в Редакцию 5 мая 2023 г.

В окончательной редакции 18 мая 2023 г.

Принята к публикации 18 мая 2023 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований зарощивания квантовых точек InAs низкотемпературным слоем GaAs при различных давлениях паров мышьяка. Обнаружено, что трехкратное уменьшение давления мышьяка при фиксированной скорости осаждения покровного слоя приводит к смене формы спектра фотолюминесценции квантовых точек с одним максимумом на уровне 1.19 эВ на форму спектра с двумя низкоэнергетическими вкладами на уровнях 1.08 и 1.15 эВ. На основе анализа мощностных зависимостей спектров фотолюминесценции установлено, что низкоэнергетические вклады фотолюминесценции квантовых точек, зарощенных при низком давлении мышьяка, соответствуют излучению основных состояний двух групп квантовых точек с различным средним размером, сформированных в процессе массопереноса в системе „квантовая точка–смачивающий слой–матрица“.

Ключевые слова: квантовые точки, InAs/GaAs, механизм Странского–Крастанова, молекулярно-лучевая эпитаксия, давление мышьяка.

DOI: 10.21883/FTP.2023.04.55898.13k

1. Введение

Несмотря на неугасающий интерес к исследованиям в области эпитаксиального роста полупроводниковых квантовых точек (КТ) $A^{III}B^V$, обусловленный их уникальными оптическими свойствами [1,2], функциональные характеристики устройств на их основе все еще далеки от теоретически предсказанных пределов. Так, лазеры на КТ InAs, несмотря на низкую пороговую плотность тока [3,4] и высокую внутреннюю квантовую эффективность [5,6], обладают относительно низкой выходной мощностью и малой шириной полосы модуляции [7]. Кроме того, в связи с бурным развитием квантовых технологий возрастает необходимость все более точного управления геометрическими параметрами уже отдельных КТ, непосредственно влияющими на производительность высокоэффективных фотонных приборов [8]. При этом особое внимание уделяется исследованию морфологических свойств КТ (форма, размер, плотность) и их изменению в процессе зарощивания слоем широкозонной матрицы, так как именно они в конечном счете определяют электронные и оптические свойства наноструктур и функциональные характеристики устройств на их основе. Результаты исследований методами просвечивающей электронной микроскопии и сканирующей туннельной микроскопии на поперечных сколах показывают, что при зарощивании КТ происходит интенсивный перенос и взаимное пере-

мешивание материала, приводящее к „размыванию“ КТ, а также изменению их химического состава [7,9–12]. Покрытие массива КТ InAs всего 1 монослоем (МС) GaAs может приводить к существенному изменению их размеров и поверхностной плотности, а также к изменению распределения по размерам с одномодального на бимодальное [13]. Согласно проведенным ранее просвечивающим электронно-микроскопическим (ПЭМ) исследованиям, зарощивание КТ InAs слоем GaAs толщиной 2 нм изменяет их среднюю высоту с 10 до 1.5 нм [10]. Такие значительные перемены в процессе зарощивания КТ объясняются необходимостью минимизации упругой энергии системы, возрастающей в связи с формированием гетерограницы между сильно рассогласованными материалами, в условиях неравномерной релаксации решетки КТ и соответствующего распределения напряжения вокруг нее [14].

Технологические режимы, используемые во время роста покровного слоя, оказывают существенное влияние на параметры зарощенных КТ. Так, снижение температуры зарощивания КТ InAs слоем GaAs до 300°C позволяет сохранить исходную пирамидальную форму КТ и резкие гетерограницы с матричным слоем [9]. Однако, несмотря на сохранение исходных параметров КТ, известно, что снижение температуры зарощивания даже на 30°C относительно температуры роста самих КТ приводит к ухудшению их оптических свойств [7]. Зарощивание КТ при повышенных температурах или

пониженных скоростях роста, наоборот, способствует усилению процессов массопереноса с соответствующим уменьшением высоты КТ [11]. Аналогичное влияние на характеристики КТ оказывает и прерывание роста на этапе зарашивания, способствующее перемешиванию материала КТ и окружающей матрицы с целью достижения равновесного состояния системы с минимальной энергией [9]. Тем не менее, несмотря на большое количество работ, посвященных изучению влияния режимов зарашивания на процессы массопереноса и изменения формы и свойств квантовых точек, вопрос влияния величины потока мышьяка на этапе формирования покровного слоя (зарашивания) остается малоизученным. Между тем данный технологический параметр может оказывать значительное влияние на спектры фотолюминесценции (ФЛ) структуры с КТ, что обусловлено возрастающей чувствительностью эпитаксиальной системы к величине потока мышьяка при снижении температуры роста, когда снижается мобильность адатомов и возрастает вероятность захвата избыточных атомов As и формирования дефектов стехиометрического характера [15].

В данной работе представлены результаты исследования влияния давления мышьяка при зарашивании КТ InAs низкотемпературным слоем GaAs на их фотолюминесцентные свойства.

2. Методика эксперимента

Образцы выращивались на подложках GaAs (001) в установке молекулярно-лучевой эпитаксии SemiTEq STE 35 с твердотельными источниками. На первом этапе проводилась стандартная процедура сгона окисла, после чего при температуре 580°C выращивался буферный слой GaAs толщиной 250 нм. На следующем этапе формировался слой $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ толщиной 100 нм и слой GaAs толщиной 50 нм. Далее температура образца снижалась до 500°C и со скоростью 0.05 МС/с при давлении мышьяка (в форме тетрамеров) $1 \cdot 10^{-5}$ Па (P_0) осаждалось 2.5 МС InAs. Формирование КТ по механизму Странского–Крастанова регистрировалось по смене картины дифракции отраженных быстрых электронов с линейчатой на точечную. После 30-секундного прерывания роста в потоке мышьяка проводилось зарашивание КТ низкотемпературным слоем GaAs толщиной 10 нм при температуре 500°C при различных давлениях мышьяка: (1) $P_{\text{As}} = P_0$, (2) $P_{\text{As}} = 3P_0$. Затем рост слоев прекращался, давление мышьяка устанавливалось равным $4P_0$ и температура подложки поднималась до 580°C для выращивания высокотемпературной части гетероструктуры, состоящей из слоя GaAs толщиной 90 нм, барьера $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ толщиной 50 нм и прикрывающего слоя GaAs толщиной 10 нм. После завершения роста структуры проводился отжиг при 610°C в потоке мышьяка.

Для оценки исходных параметров КТ на поверхности GaAs при аналогичных условиях выращивались КТ InAs

без последующего зарашивания. Контроль морфологии осуществлялся с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) FEI Nova Nanolab 600 и атомно-силового микроскопа NT-MDT Ntegra.

Для проведения фотолюминесцентных исследований образцы помещались в криостат Janis ST-500 проточного типа, обеспечивающий измерения в диапазоне температур 77–300 К. Возбуждение ФЛ осуществлялось с помощью лазера YLF: Nd³⁺, работающего в непрерывном режиме ($\lambda = 527$ нм). Мощность лазера варьировалась в диапазоне 0.08–35.7 мВт. Лазерное излучение фокусировалось на поверхность образца с помощью объектива Mitutoyo $\times 5$ в пятно диаметром 20 мкм. Сигнал ФЛ детектировался монохроматором SOL Instruments MS 5204i и одноканальным детектором InGaAs с использованием синхронного детектирования (SRS 830 Stanford Research Systems).

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1, *a* представлено РЭМ-изображение массива незарашенных КТ InAs, для которого характерно наличие двух групп структур: наиболее представительных КТ со средним диаметром 22 нм и поверхностной плотностью $4 \cdot 10^{10}$ см⁻², а также коалесцированных КТ с поверхностной плотностью $3 \cdot 10^8$ см⁻² и средним диаметром 40 нм. Распределение КТ по размерам описывается нормальной гауссовой кривой с полушириной распределения 9 нм (рис. 1, *b*).

На рис. 2 представлены спектры ФЛ КТ, зарашенных слоем GaAs толщиной 10 нм при различных давлениях мышьяка. На спектрах, полученных при комнатной температуре (рис. 2, *a*), положение максимума интенсивности линии GaAs находится на отметке 1.42 эВ для спектров обоих образцов, в которых КТ были зарашены как при низком, так и при высоком давлении мышьяка. В то же время в низкоэнергетической области спектров, содержащей пики, соответствующие смачивающему слою и КТ, наблюдаются значительные изменения в зависимости от давления мышьяка, используемого при зарашивании КТ.

Положение максимума интенсивности ФЛ смачивающего слоя при 300 К смещается от 1.33 к 1.31 эВ при переходе от давления $P_{\text{As}} = P_0$ к $3P_0$ (рис. 2, *a*), что может быть связано с подавлением процессов массопереноса, приводящих к изменению толщины и (или) состава смачивающего слоя. При этом пик ФЛ КТ, наоборот, претерпевает коротковолновый сдвиг, что соответствует эффекту, наблюдаемому при уменьшении количества осажденного материала КТ [16,17]. Известно, что при зарашивании КТ слоем широкозонной матрицы в системе происходят существенные изменения, приводящие к модификации как геометрических характеристик КТ (формы, размеров и плотности в массиве), так и их химического состава из-за перемешивания материалов КТ и матрицы. При этом, как правило, КТ имеют

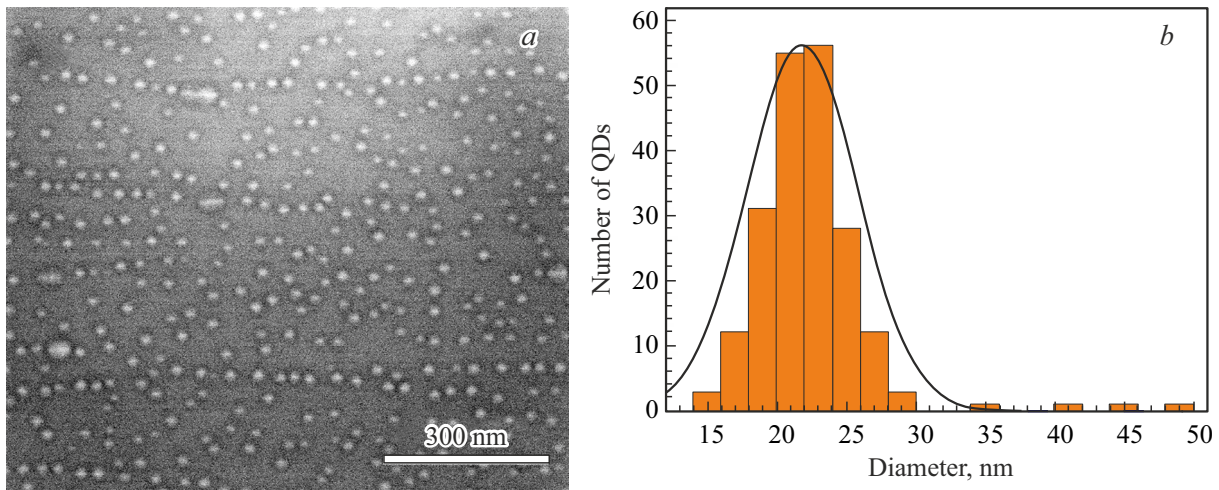


Рис. 1. РЭМ-изображение (а) и распределение по размерам (b) массива незаряженных КТ InAs/GaAs.

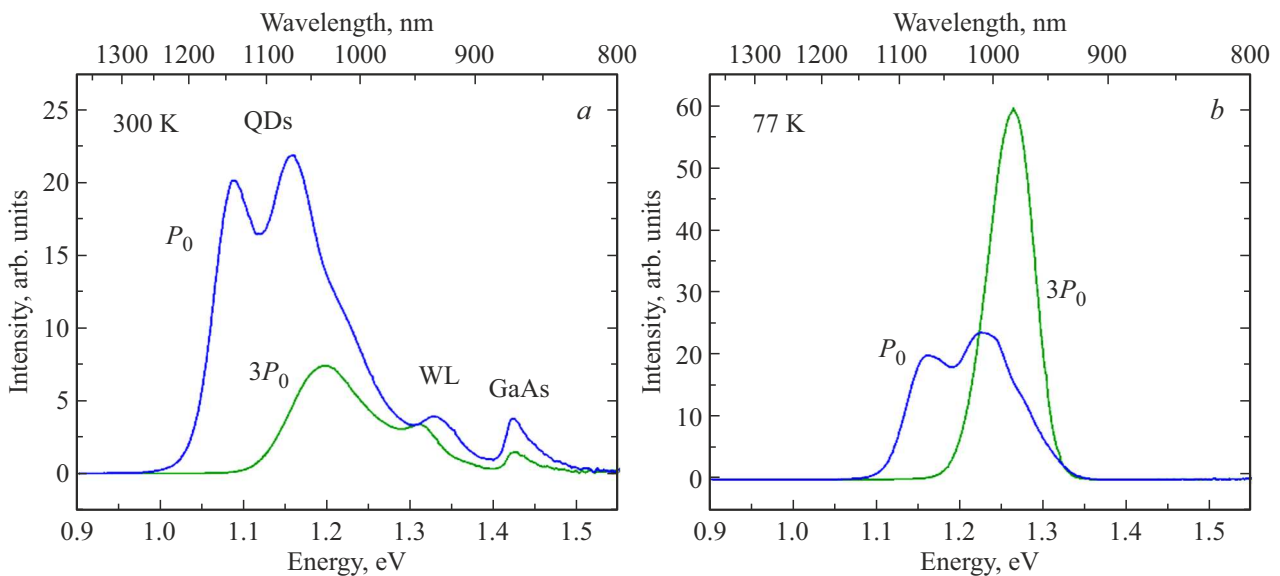


Рис. 2. Спектры ФЛ при температуре 300 (а) и 77 К (b) образцов с КТ, заряженных при различных давлениях мышьяка (мощность оптической накачки $W = 35.7$ мВт).

тенденцию к понижению их высоты, изменяя форму с изначально относительно высокоаспектной, пирамидальной, на более плоскую, что позволяет за счет снижения степени релаксации материала КТ уменьшить рассогласование решеток с материалом матрицы [10]. Эффект трансформации КТ усиливается при увеличении температуры или снижении скорости роста на этапе заравнивания, что обусловлено интенсификацией диффузионных процессов в системе „КТ–смачивающий слой–матрица“ [7,11,12,18]. На рис. 2, а показано, что снижение давления мышьяка при заравнивании оказывает схожее влияние на спектр ФЛ КТ, что и увеличение скорости роста на стадии заравнивания или снижение температуры подложки — положение максимума ФЛ смещается в длинноволновую область, что характерно

для КТ, увеличенных в размерах. Такая закономерность может быть связана со значительным различием механизмов переноса материала в процессе заравнивания при низком и высоком давлении мышьяка. При высоком давлении системе в большей степени присуща консервация исходного незарожденного массива КТ, благодаря чему на спектре ФЛ наблюдается одномодальное гауссово распределение интенсивности ФЛ с максимумом на уровне 1.19 эВ. В то же время низкое давление мышьяка способствует увеличению интенсивности диффузии атомов во время заравнивания, в результате чего происходит усиленный массоперенос и увеличение КТ в размерах. Возникают две наиболее представительные фракции КТ различного размера, которые дают вклад в спектр ФЛ на уровнях 1.08 и 1.15 эВ.

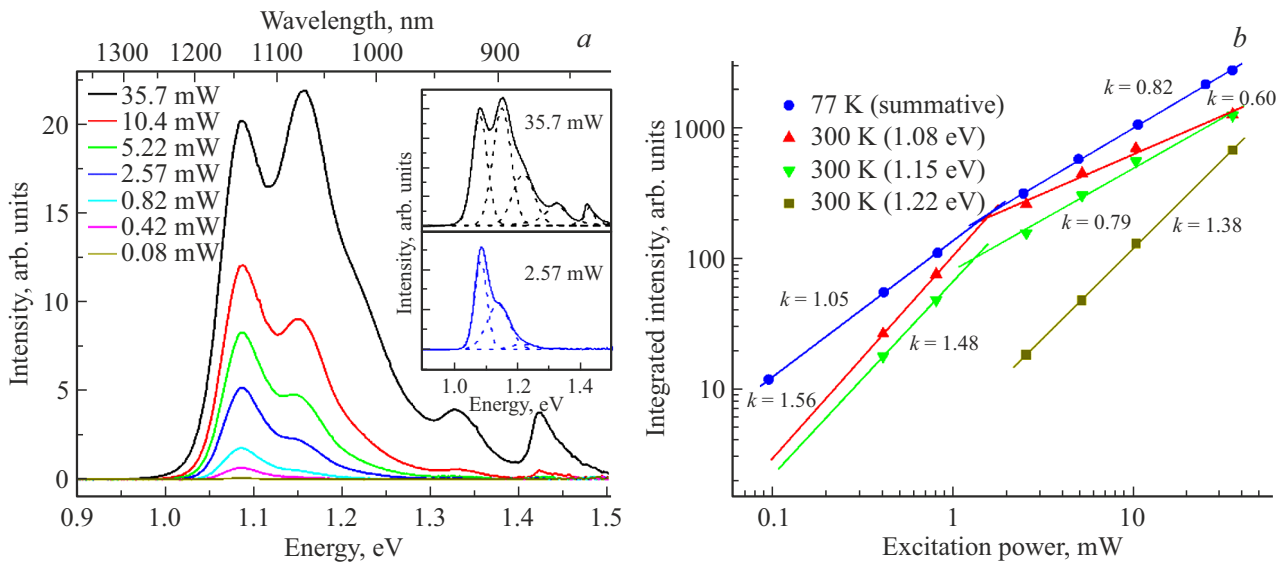


Рис. 3. Спектры ФЛ, полученные при комнатной температуре образца с КТ, зарощенными при низком давлении мышьяка при различной мощности оптической накачки (*a*) и зависимости интегральной интенсивности гауссовых функций, полученных в результате аппроксимации спектров ФЛ КТ, полученных при комнатной температуре, и интегральной интенсивности спектров ФЛ, полученных при 77 К (*b*). На вставках на рис. 3, *a* штриховыми линиями обозначены гауссовы линии, аппроксимирующие спектры ФЛ для мощностей накачки 35.7 и 2.57 мВт. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

Следует отметить, что взаимосвязь вклада ФЛ КТ большого размера с наличием коалесцированных КТ маловероятна, так как их поверхностная плотность на 2 порядка ниже плотности основных КТ. Кроме того, излучение КТ InAs/GaAs со средним диаметром 40 нм ожидается при комнатной температуре на уровне ~ 1400 нм (~ 0.9 эВ) [19], чего не наблюдается на спектрах в данной работе.

Интегральная интенсивность ФЛ от КТ, зарощенных при низком и высоком давлении мышьяка, отличается почти в 5 раз в пользу низкого давления мышьяка в случае измерений ФЛ при комнатной температуре. Однако при температуре 77 К (рис. 2, *b*) интегральные интенсивности почти не отличаются по значению, что может свидетельствовать о высокой дефектности структуры материала покровного слоя, формируемого при высоком давлении мышьяка. В процессе низкотемпературного зарощивания избыточный мышьяк не успевает десорбироваться с поверхности и встраивается в состав слоя, образуя стехиометрические дефекты, выступающие в качестве центров безызлучательной рекомбинации носителей заряда и приводящие к снижению интенсивности ФЛ на спектре. При этом форма спектров при понижении температуры измерения ФЛ КТ до 77 К остается практически неизменной (рис. 2, *b*): в случае высокого давления наблюдается один максимум интенсивности ФЛ на уровне 1.26 эВ, в случае низкого давления — два пика на уровнях 1.16 и 1.23 эВ.

Для более детального анализа линии ФЛ на спектрах КТ, возникающих при низком давлении мышьяка, и проверки предположения о наличии фракций КТ различного

размера было проведено исследование зависимости ФЛ от мощности оптической накачки (рис. 3).

На спектрах ФЛ (300 К) структуры с КТ, зарощенными при низком давлении мышьяка, при мощности оптической накачки > 2 мВт помимо двух ярко выраженных пиков на уровнях энергии 1.08 и 1.15 эВ наблюдается коротковолновое плечо, приближающееся к уровню смачивающего слоя (рис. 3, *a*). Проведенная в различных вариантах деконволюция действительно демонстрирует наилучшее совпадение при учете трех гауссовых вкладов в область спектра ФЛ, относящуюся к излучению КТ (пунктирные линии на вставках к рис. 3, *a*). Снижение мощности возбуждающего излучения приводит к закономерному затуханию каждого из вкладов ФЛ, однако наибольшему изменению подвергается высокоэнергетический вклад на уровне 1.22 эВ (коричневая линия на рис. 3, *b*). Известно, что анализ зависимостей интегральной интенсивности ФЛ I от мощности оптической накачки W , построенных в логарифмической шкале, позволяет выявить механизмы рекомбинации носителей заряда по коэффициентам наклона k прямой линии, аппроксимирующей экспериментальные точки и описываемой выражением $I \propto W^k$ [20–22]. На рис. 3, *b* представлены мощностные зависимости интегральной интенсивности каждой из линий спектров ФЛ КТ с зарощиванием при низком давлении мышьяка, измеренных при температуре 300, а также интегральной интенсивности спектров ФЛ, измеренных при температуре 77 К. Анализ зависимостей на графике демонстрирует, что при достижении мощности возбуждения 2.57 мВт зависимость для 77 К (синяя линия на рис. 3, *b*) меняет свой характер со сверхлинейной на сублинейную,

т.е. меняет наклон прямой со значения $k > 1$ (1.05) на $k < 1$ (0.82). Аналогичное изменение претерпевают мощностные зависимости ФЛ для низкоэнергетических вкладов в случае измерения при 300 К: наклон прямой для пика 1.08 эВ уменьшается с $k = 1.56$ до $k = 0.6$, для пика 1.15 эВ — с $k = 1.48$ до $k = 0.79$. Характерное изменение коэффициентов наклона прямой для каждого из представленных случаев обусловлено насыщением низкоэнергетических квантовых состояний КТ с увеличением мощности накачки, что связано с ограничением числа рекомбинационных переходов носителей заряда и повышением вероятности возбуждения уровней с более высокими энергиями [20,23]. Как видно на рис. 3,а, два характерных пика ФЛ сохраняются даже при уменьшении мощности возбуждения лазера на 2 порядка, что может свидетельствовать о наличии в системе бимодального распределения КТ по размерам. Однако высокоэнергетический вклад на уровне 1.22 эВ пропадает при снижении уровня возбуждения до 2.57 мВт, что коррелирует с зависимостями, представленными на рис. 3,б. Наиболее резкое изменение наклона прямой наблюдается для низкоэнергетического вклада на 1.08 эВ, который соответствует КТ наибольшего размера (красная линия на рис. 3,б). С меньшим темпом происходит насыщение вклада на уровне 1.15 эВ, который соответствует семейству КТ меньшего размера (зеленая линия на рис. 3,б), так как они обладают более высокой энергией основного квантового состояния. Тем не менее сублинейный характер мощностной зависимости ФЛ все же свидетельствует о насыщении основного состояния КТ, что подтверждается появлением на том же уровне мощности накачки 2.57 мВт вкладов возбужденного состояния, которые на рис. 3,б описываются прямой линией с наклоном $k = 1.38$ (коричневая линия на рис. 3,б). Таким образом, проведенный анализ подтверждает сделанное в начале статьи предположение о том, что бимодальный характер спектра ФЛ КТ, выращенных при низком давлении мышьяка, обусловлен излучением КТ различного размера, а коротковолновое плечо, наблюдаемое на уровне энергии 1.22 эВ, описывает излучательный переход с возбужденного уровня КТ (предположительно, большего размера).

4. Заключение

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показали, что давление паров мышьяка в процессе выращивания КТ InAs низкотемпературным слоем GaAs оказывает существенное влияние на оптические свойства формируемых структур. При повышенном давлении мышьяка на спектре ФЛ, измеренной при температуре 300 К, наблюдается одиночный пик КТ на уровне энергии 1.19 эВ. Снижение давления мышьяка в 3 раза при неизменных скорости роста и температуре подложки приводит к смещению положения максимума ФЛ КТ к значению 1.15 эВ, а также появлению на спек-

трах ФЛ дополнительной низкоэнергетической линии на уровне 1.08 эВ и высокоэнергетического (коротковолнового) плеча на уровне 1.22 эВ. Анализ мощностных зависимостей спектров ФЛ структур с КТ, выращенных при низком давлении мышьяка, показывает, что массив КТ имеет бимодальное распределение по размерам, обусловленное перераспределением материала в процессе выращивания. При этом коротковолновое плечо (1.22 эВ) на спектрах появляется в результате излучательной рекомбинации носителей заряда, заброшенных на возбужденный уровень КТ при высоких уровнях мощности оптической накачки.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта Российского научного фонда № 22-79-10251, <https://rscf.ru/project/22-79-10251/>, в Южном федеральном университете и проекта „Зеркальные лаборатории“ НИУ ВШЭ. Оптические измерения выполнялись на УНУ „Комплексный оптоэлектронный стенд“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Johansen, S. Stobbe, I.S. Nikolaev, T. Lund-Hansen, P.T. Kristensen, J.M. Hvam, W.L. Vos, P. Lodahl. *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.*, **77**, 1 (2008).
- [2] S.Y. Li, L. He. *Front. Phys.*, **17** (3), 33201 (2022).
- [3] E.I. Moiseev, N.V. Kryzhanovskaya, F.I. Zubov, M.S. Mikhailovskii, A.N. Abramov, M.V. Maximov, M.M. Kulagina, Y.A. Guseva, D.A. Livshits, A.E. Zhukov. *Semiconductors*, **53**, 1888 (2019).
- [4] A. Stintz, G.T. Liu, H. Li, L.F. Lester, K.J. Malloy. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **12**, 591 (2000).
- [5] W.-S. Liu, H. Chang, Y.-S. Liu, J.-I. Chyi. *J. Appl. Phys.*, **99**, 114514 (2006).
- [6] N.N. Ledentsov, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, N.A. Maleev, S.S. Mikhlin, A.P. Vasil'ev, E.S. Semenova, M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, N.V. Kryzhanovskaya, V.M. Ustinov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **39**, 1126 (2003).
- [7] S. Okumura, K. Fujisawa, T. Naruke, K. Nishi, Y. Onishi, K. Takemasa, M. Sugawara, M. Sugiyama. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **61**, 085503 (2022).
- [8] Y. Arakawa, M.J. Holmes. *Appl. Phys. Rev.*, **7**, 021309 (2020).
- [9] Q. Gong, P. Offermans, R. Nötzel, P.M. Koenraad, J.H. Wolter. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5697 (2004).
- [10] J.M. García, G. Medeiros-Ribeiro, K. Schmidt, T. Ngo, J.L. Feng, A. Lorke, J. Kotthaus, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2014 (1997).
- [11] A.D. Utrilla, D.F. Grossi, D.F. Reyes, A. Gonzalo, V. Braza, T. Ben, D. González, A. Guzman, A. Hierro, P.M. Koenraad, J.M. Ulloa. *Appl. Surf. Sci.*, **444**, 260 (2018).
- [12] G.D. Lian, J. Yuan, L.M. Brown, G.H. Kim, D.A. Ritchie. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 49 (1998).

- [13] F. Ferdos, S. Wang, Y. Wei, A. Larsson, M. Sadeghi, Q. Zhao. Appl. Phys. Lett., **81**, 1195 (2002).
- [14] K. Jacobi. Progr. Surf. Sci., **71**, 185 (2003).
- [15] M. Missous. Microelectronics J., **27**, 393 (1996).
- [16] L. Brusaferrri, S. Sanguinetti, E. Grilli, M. Guzzi, A. Bignazzi, F. Bogani, L. Carraresi, M. Colocci, A. Bosacchi, P. Frigeri, S. Franchi. Appl. Phys. Lett., **69**, 3354 (1996).
- [17] L. Chu, M. Arzberger, G. Böhm, G. Abstreiter. J. Appl. Phys., **85**, 2355 (1999).
- [18] R. Songmuang, S. Kiravittaya, O.G. Schmidt. J. Cryst. Growth, **249**, 416 (2003).
- [19] L.S. Lunin, S.N. Chebotarev, A.S. Pashchenko, S.A. Dudnikov. J. Surf. Investig. X-ray, Synchrotron Neutron Techn., **7**, 36 (2013).
- [20] E.C. Le Ru, J. Fack, R. Murray. Phys. Rev. B, **67**, 245318 (2003).
- [21] P.P. Paskov, P.O. Holtz, B. Monemar, J.M. Garcia, W.V. Schoenfeld, P.M. Petroff. Appl. Phys. Lett., **77**, 812 (2000).
- [22] X. Hu, Y. Zhang, D. Guzun, M.E. Ware, Y.I. Mazur, C. Lienau, G.J. Salamo. Sci. Rep., **10**, 10930 (2020).
- [23] R. Songmuang, S. Kiravittaya, M. Sawadsaringkarn, S. Panya-keow, O.G. Schmidt. J. Cryst. Growth, **251**, 166 (2003).

Редактор Г.А. Оганесян

Effect of arsenic pressure during overgrowth of InAs quantum dots with a thin low-temperature GaAs layer on their optical properties

*S.V. Balakirev¹, D.V. Kirichenko¹, S.D. Komarov²,
A.S. Dragunova², N.E. Chernenko¹, N.A. Shandyba¹,
N.V. Kryzhanovskaya², A.E. Zhukov²,
M.S. Solodovnik¹*

¹Institute of Nanotechnologies,
Electronics and Equipment Engineering,
Southern Federal University,
347922 Taganrog, Russia

²International Laboratory of Quantum Optoelectronics,
National Research University
„Higher School of Economics“,
190008 St. Petersburg, Russia

Abstract This paper presents the results of the experimental studies of InAs quantum dot overgrowth by a low-temperature GaAs layer at different arsenic vapor pressures. It is revealed that a threefold decrease in the arsenic pressure at a fixed deposition rate of the capping layer leads to a change in the shape of the photoluminescence spectrum of quantum dots with one maximum at the level of 1.19 eV to the shape of the spectrum with two low-energy contributions at the levels of 1.08 and 1.15 eV. Based on the analysis of the power dependences of the photoluminescence spectra, it is found that the low-energy contributions of the photoluminescence of quantum dots overgrown at a low arsenic pressure correspond to the ground-state emission two groups of quantum dots with different average sizes formed during mass transfer in the „quantum dot–wetting layer–matrix“ system.