

Оптические свойства гибридных наноструктур „квантовая яма—точки“, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии

© С.А. Минтаиров^{1,2,3}, Н.А. Калюжный^{1,3,5}, А.М. Надточий^{1,2,3}, М.В. Максимов^{1,3,5},
С.С. Рувимов⁴, А.Е. Жуков^{1,5}

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² ООО „Солар Дотс“, 194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

⁴ University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA

⁵ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mintairov@scell.ioffe.ru

(Получена 6 сентября 2016 г. Принята к печати 12 сентября 2016 г.)

Показано, что осаждение $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с концентрацией индия от 0.3 до 0.5 и средней толщиной от 3 до 27 монослоев на подложку GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженных температурах роста приводит к возникновению модуляций толщины и концентрации атомов индия в формирующихся слоях. В силу их свойств, полученные наноструктуры могут быть отнесены к промежуточному типу между идеальными квантовыми ямами и квантовыми точками. В зависимости от толщины и состава InGaAs, длина волны максимума линии фотолюминесценции гибридных наноструктур квантовая яма—точки меняется от 950 до 1100 нм. Определены оптимальные толщины и составы осажденного $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, обеспечивающие максимальную длину волны излучения при сохранении высокой квантовой эффективности.

DOI: 10.21883/FTP.2017.03.44210.8394

1. Введение

Концепция зонной инженерии — целенаправленного изменения профиля энергетических зон полупроводниковых гетеросоединений, которая сочетает управление размерностью и химическим составом полупроводниковых материалов, играет ключевую роль в развитии современных полупроводниковых приборов, позволяя существенно улучшать их характеристики, а также создавать принципиально новые устройства. Ширина запрещенной зоны полупроводниковых материалов, определяющая длину волны поглощения или излучения, строго связана с параметром решетки [1], что ограничивает возможность получения приборов, работающих в определенных спектральных диапазонах, так как использование материалов, не совпадающих по параметру решетки, приводит к накоплению упругих напряжений, релаксирующих с образованием дислокаций несоответствия.

В настоящее время квантовые ямы (КЯ) — структуры с пространственным ограничением носителей в одном направлении широко используются в полупроводниковых приборах (лазеры, транзисторы с высокой подвижностью электронов, светодиоды, фотопреобразователи и др.) [2–4] и демонстрируют качественно улучшенные характеристики по сравнению с приборами на объемных слоях. При этом ввиду малой толщины слоев КЯ их можно выполнять из материалов не согласованных по параметру решетки с подложкой без релаксации упругих напряжений.

Также возможно использование наноструктур более низкой размерности — квантовых проволок, в которых движение носителей заряда ограничено в двух направлениях, и квантовых точек (КТ), представляющих собой предельный случай размерного квантования — квантования во всех трех направлениях. К настоящему времени наиболее впечатляющие результаты для лазерных приложений были достигнуты для КТ InAs, получаемых на подложках GaAs методом самоорганизации в соответствии с механизмом роста Странского—Крастанова [5]. Получение КТ этим методом основано на перераспределении упругих напряжений при выращивании тонкого слоя, сильно рассогласованного по параметру решетки с подложкой, что выражается в формировании пирамидальных островков.

Однако как квантовые ямы, так и квантовые точки обладают рядом внутренне присущих им преимуществ и недостатков. Так, например, характерной чертой InAs/GaAs КТ, формируемых с использованием методов самоорганизации, является низкая поверхностная плотность, которая типично составляет около $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. С одной стороны, это позволяет достигать низких значений пороговой плотности тока, с другой — это же обстоятельство приводит к низким значениям максимального оптического усиления, достижимого на основном оптическом переходе (типично $4\text{--}5 \text{ см}^{-1}$ на один ряд). При использовании в фотопреобразующих устройствах низкая плотность КТ выражается в малом

коэффициенте поглощения, что приводит к необходимости использования большого количества рядов КТ. Однако важным преимуществом КТ является возможность обеспечения значительного сдвига длины волны излучения или поглощения по отношению к материалу матрицы. Так, использование InAs КТ позволяет сдвинуть длину волны излучения приборов на подложках GaAs с 860 до 1300 нм. Достоинствами КТ является большее оптическое усиление и поглощение, так как КТ в отличие от КТ закрывает всю поверхность подложки. Однако ограничения, накладываемые формированием дислокаций несоответствия, не позволяют складировать большое количество КТ. Это также ограничивает характерные длины волн приборов на КТ (до ~ 1100 нм на InGaAs/GaAs).

Недавно авторы данной работы разработали технологию создания нового типа гибридных наноструктур „квантовая яма–точки“ (далее КЯТ-структуры), которые занимают промежуточное положение между квантовыми ямами и квантовыми точками и обладают рядом преимуществ как тех, так и других. Использование данных гибридных наноструктур позволило расширить спектральный диапазон однопереходных GaAs фотоэлектронных преобразователей в длинноволновую сторону с 860 до 1100 нм и обеспечить рекордно высокий прирост фототока, который составляет 4.6 mA/cm^2 для наземного и 5.2 mA/cm^2 для космического спектров [6]. Были показаны преимущества использования КЯТ-структур в микродисковых лазерах, в которых одномодовая генерация достигалась даже в том случае, когда размер микродиска составлял 9 мкм [7], а также в торцевых лазерах, которые продемонстрировали меньшие пороговые токи по сравнению с КЯ-структурами и большее усиление по сравнению с КТ-структурами [8].

КЯТ-структуры формируются при осаждении на поверхность GaAs слоев InGaAs с умеренной степенью рассогласования (2–3%) постоянной кристаллической решетки по отношению к подложке, которое превышает значения, типично используемые в упругонапряженных квантовых ямах, но заметно меньше рассогласования, используемого для формирования квантовых точек по механизму Странского–Крастанова. В данной работе мы исследуем влияние толщины и состава осажденного $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на оптические свойства КЯТ и проводим оптимизацию технологических параметров с целью достижения максимальной длины волны излучения и высокой квантовой эффективности.

2. Методика эксперимента

Структуры с КЯТ были выращены на подложках GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии на установке с реактором горизонтального типа при пониженном давлении 100 мбар. В качестве источников элементов III группы использовались металлорганические соединения триметилгаллий, триметилалюминий и триметилиндий, в ка-

честве источника мышьяка использовался арсин. Образцы для оптических исследований содержали 1 слой КЯТ, помещенный в центр области GaAs толщиной 600 нм, окруженной барьерными слоями $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ для предотвращения утечки носителей заряда к поверхности и в подложку гетероструктуры. Для исследования методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) были созданы структуры с 10 рядами КЯТ, разделенных спейсерными слоями GaAs толщиной 40 нм. КЯТ формировались осаждением $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с концентрацией индия в твердом растворе $x = 0.3, 0.4$ и 0.5 и средней толщиной D от 3 до 27 монослоев (МС). Буферные и барьерные слои выращивались при температуре 700°C , для роста КЯТ и покрывающих слоев температура понижалась до 550°C .

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были записаны по стандартной методике синхронного детектирования с поверхности образца при возбуждении излучением второй гармоники (532 нм) лазера YAG:Nd, ослабленного с помощью нейтральных светофильтров. Излучение ФЛ собиралось объективом на щелях монохроматора МДР-23 и регистрировалось с помощью охлаждаемого Ge-диода.

Изображения ПЭМ были получены на микроскопе Titan-80-300 с максимальным разрешением в режиме высокоразрешающей ПЭМ до 0.136 нм. Образцы для исследования поперечного сечения структур были приготовлены с помощью ионного травления на установке FEI Dual-BeamTM SEM/FIB Helios Nano-Lab 600.

3. Результаты и обсуждение

Рост при пониженных температурах способствовал возникновению модуляций толщины и концентрации атомов индия в формирующихся слоях InGaAs, которые видны на изображениях, полученных методом ПЭМ (рис. 1). Возникновение модуляции объясняется тем, что рост методом МОС-гидридной эпитаксии при низких температурах происходит в кинетическом режиме [9], что обуславливает тенденцию к трехмерному росту слоев. Это происходит, когда тангенциальная скорость роста нуклеационных островков оказывается ниже скорости их латерального разрастания, и выращенные слои обладают волнистой поверхностью. По нашему мнению, использование режима трехмерного роста является определяющим для формирования КЯТ, так как модуляция толщины слоев InGaAs приводит к возникновению латеральных полей упругих напряжений, вызывающих миграцию атомов индия в локальные области большей толщины. Повышенная концентрация In в областях с увеличенной толщиной подтверждается более темным контрастом, а также результатами измерений профилей концентрации индия, полученных с помощью энергодисперсионной спектроскопии (данные не приведены).

В случае использования слоев $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ модуляции толщины ярко выражены, и присутствует замет-

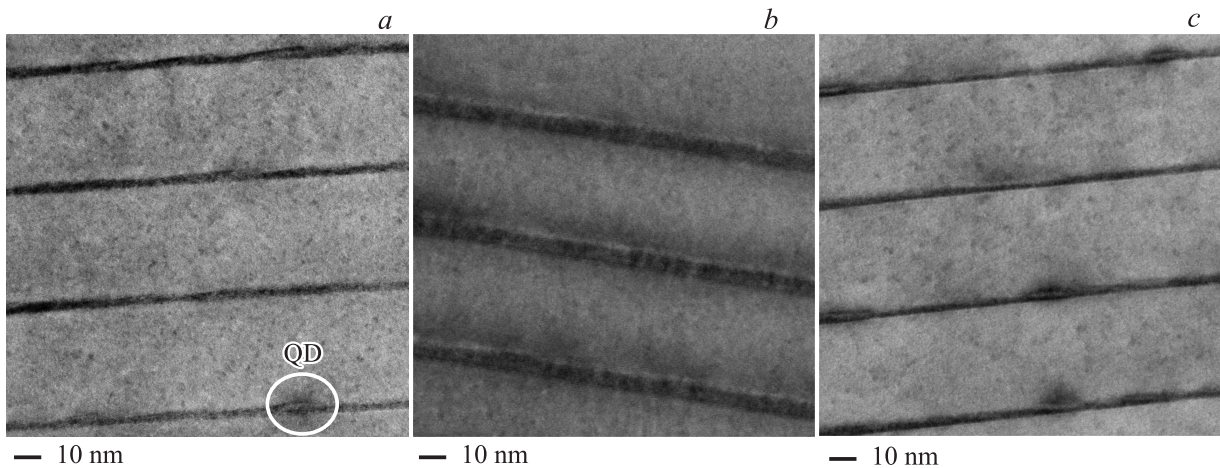


Рис. 1. Светлопольные изображения ПЭМ КЯТ-структур на основе: *a* — $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ толщиной 8 МС, *b* — $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 16 МС, *c* — $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ толщиной 4.2 МС.

ный контраст, соответствующий большей концентрации индия в областях с большей толщиной (рис. 1, *a*). При этом в некоторых областях происходит образование пирамидальных островков большей высоты (5–6 нм), отмеченных на рис. 1, *a*, форма которых близка форме квантовых точек, формируемых по механизму Странского–Крастанова. Однако их плотность в исследуемых структурах мала (менее 10^{10} см^{-2}), а вклад в ФЛ существен только при температурах 100–150 К [10].

Локальные увеличения состава и толщины слоя $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ имеют латеральный размер 20–30 нм, высоту 3–4 нм и могут рассматриваться как массив КТ с малой энергией локализации. Отметим, что дополнительный вклад в локализацию электронов и дырок в КТ могут давать упругие напряжения [11]. Поверхностная плотность полученных КТ составляет $2\text{--}5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что в 4–10 раз превосходит значения, типичные для массивов InAs КТ, формируемых по механизму Странского–Крастанова. Поскольку модуляция состава слоя InGaAs не слишком большая, а расстояние между квантовыми точками мало, носители заряда локализованы слабо и, вероятно, могут туннелировать между отдельными точками. Все это позволяет отнести данные наноструктуры к промежуточному типу между идеальными квантовыми ямами и квантовыми точками с эффективной локализацией носителей.

Для КЯТ слоев на основе $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ модуляции толщины гораздо меньше выражены и составляют порядка 20–30% (рис. 1, *b*). При этом слои характеризуются отсутствием явно выраженных темных контрастов в областях с большей толщиной. Это позволяет рассматривать слои на основе $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ как переходные между КЯ и КЯТ, что было подтверждено оптическими исследованиями [12], а также исследованиями спектров фотоответа фотопреобразователей на основе $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ КЯТ [6]. Однако перераспределение упругих напряжений в $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ КЯТ позволяет складировать

до 20 слоев без заметного ухудшения кристаллического совершенства, что в случае КЯ возможно только с использованием GaAsP -спейсеров, компенсирующих накапливаемые упругие напряжения.

Для слоев КЯТ на основе $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ модуляции толщины и состава явно выражены (рис. 1, *c*). Однако концентрация пирамидальных островков КТ, получаемых по механизму Странского–Крастанова, увеличивается в несколько раз, что позволяет рассматривать слои $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ как переходные между КЯТ- и КТ-структурами.

Спектры ФЛ образцов с КЯТ, полученных осаждением слоя $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ различной толщины, представлены на рис. 2. Средняя толщина осажденного материала (*D*) менялась от 11 до 22 МС. На спектрах имеется длинноволновый пик ФЛ КЯТ, а также слабый коротковолновый пик излучения матрицы GaAs (870 нм). При увеличении *D* в указанном диапазоне наблюдается рост длины волны, отвечающей максимуму излучения КЯТ, от 1020

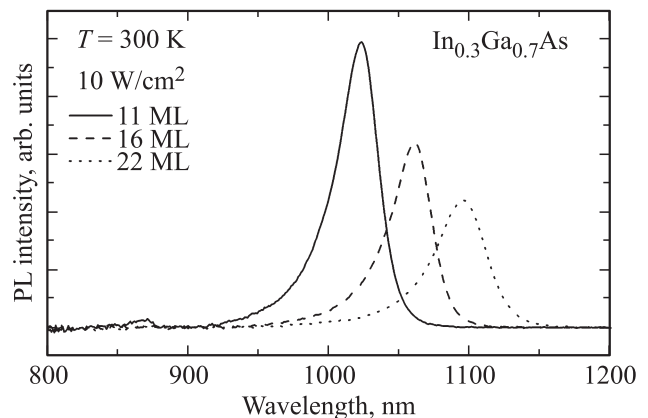


Рис. 2. Спектры ФЛ структур с КЯТ, сформированных осаждением $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ различной толщины. Плотность накачки составила 10 Вт/см^2 , температура наблюдения 300 К.

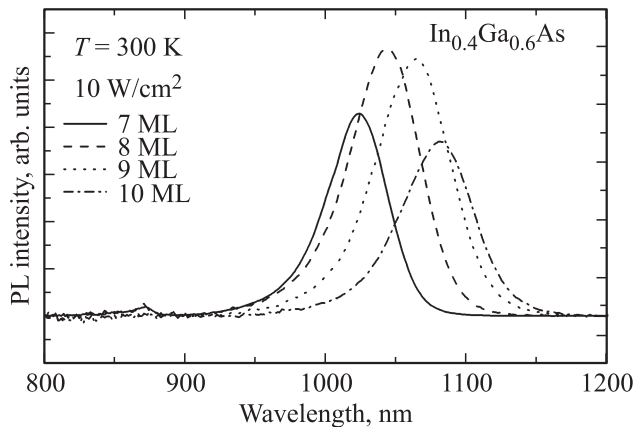


Рис. 3. Спектры ФЛ структур с КЯТ, сформированных осаждением $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ различной толщины. Плотность накачки составила 10 Вт/см^2 , температура наблюдения 300 К.

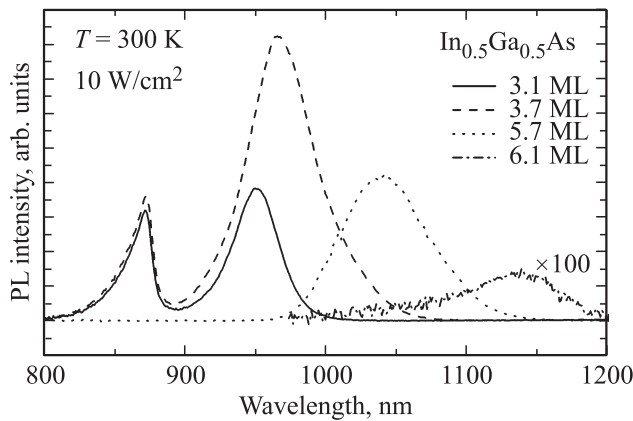


Рис. 4. Спектры ФЛ структур с КЯТ, сформированных осаждением $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ различной толщины. Плотность накачки составила 10 Вт/см^2 , температура наблюдения 300 К.

до 1093 нм (рис. 2), однако при этом происходит падение интегральной интенсивности в 1.8 раза. Также наблюдается незначительное изменение полуширины линии ФЛ, однако в целом изменение формы спектров незначительное. Падение интенсивности при увеличении толщины осажденного InGaAs может быть объяснено появлением дефектов вследствие релаксации накопленных упругих напряжений.

В случае КЯТ, сформированных осаждением $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, увеличение D (от 7 до 10 МС) также приводит к монотонному длинноволновому сдвигу максимума спектра ФЛ от 1023 до 1082 нм (рис. 3). Однако при этом, в отличие от случая $x = 0.3$, интегральная интенсивность ФЛ сначала растет, а затем падает. Рост интенсивности может быть объяснен увеличением энергии локализации КЯТ, а также ростом плотности областей с большей толщиной и содержанием индия. Дальнейшее падение интенсивности так же, как и в случае КЯТ, сформированных осаждением $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, по-видимому, связано с возникновением дефектов.

На спектрах слоев, полученных осаждением 3.1 и 3.7 МС $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ (рис. 4), имеется относительно коротковолновый пик ФЛ (950 и 965 нм для $D = 3.1$ и 3.7 МС соответственно), а также достаточно интенсивный пик излучения матрицы GaAs (870 нм). Дальнейшее увеличение толщины осаждаемого материала приводит к сильному длинноволновому сдвигу линии ФЛ и значительному увеличению ее полуширины. При малой толщине осажденного $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ (< 4 МС), по-видимому, не возникает выраженной модуляции толщины и состава слоев, что выражается в отсутствии сильного длинноволнового сдвига пика ФЛ, и такие слои, наиболее вероятно, не имеют КЯТ-структуры. Большая интенсивность излучения матрицы GaAs для образцов с толщиной 3.1 и 3.7 МС объясняется малой энергией локализации носителей.

При росте D до 5.7 МС появляется длинноволновый пик (~ 1050 нм), интенсивность падает в 2 раза, наблюдается заметное уширение спектра ФЛ, а ФЛ матрицы GaAs становится очень слабой (рис. 4). Это, наиболее вероятно, объясняется возникновением модуляций толщины и состава и формированием КЯТ-структуры.

Увеличение количества осажденного материала до 6.1 МС приводит к катастрофическому падению интенсивности ФЛ данного образца. При этом кроме пика с длиной волны ~ 1060 нм, связанного с КЯТ, появляется длинноволновый пик (~ 1140 нм), скорее всего, обусловленный вкладом в ФЛ пирамидальных островков КТ, видимых на ПЭМ-снимках (рис. 1, c). Резкое падение интенсивности, по-видимому, связано с малой плотностью таких островков, по сравнению с плотностью модуляций КЯТ, а также с возникновением дефектов при релаксации накопленных упругих напряжений.

Описанные выше особенности КЯТ структур на основе $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ и $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ подтверждаются исследованиями полуширины пика ФЛ при температуре 77 К (рис. 5). При низких температурах ширина линии ФЛ отражает неоднородное уширение массива КТ. Для слоев $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ полуширина составляет порядка

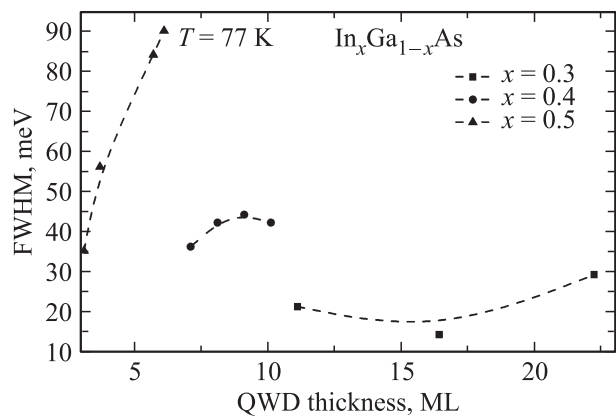


Рис. 5. Зависимости полуширины пика ФЛ при 77 К структур с КЯТ от толщины осажденного $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ различного состава x .

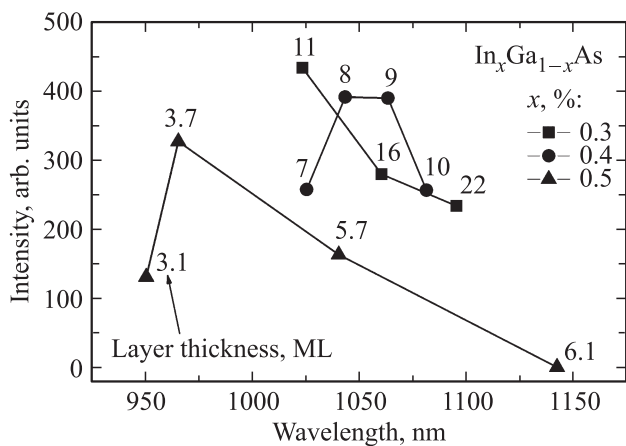


Рис. 6. Длины волн максимумов спектров ФЛ и интегральные интенсивности ФЛ исследуемых образцов с КЯТ. Для каждого образца указана толщина осадженного $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в монослоях.

20–30 мэВ и слабо зависят от толщины. Такие значения полуширины в 2–3 раза превосходят типичные значения для КЯ (5–10 мэВ), но при этом являются значительно меньшими, как по сравнению с КЯТ-структурами большего состава, так и с КТ-структурами (50–100 мэВ). Это подтверждают данные ПЭМ (рис. 1, *b*) и позволяет говорить о том, что структуры на основе $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ можно считать переходными между КЯ и КЯТ. Для $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ полуширина пика ФЛ составляет 35–45 мэВ и также слабо зависит от толщины. Большая полуширина объясняется, по-видимому, разбросом параметров модуляции толщины и состава, которая видна на ПЭМ-изображении (рис. 1, *a*). Что касается структур на основе $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, то для них полуширина пика ФЛ демонстрирует сильную зависимость от толщины и увеличивается до 90 мэВ при толщине 6.1 МС. При этом для слоев с толщиной 3.1 и 3.7 МС полуширина составляет 35–65 мэВ, что в 2 раза меньше по сравнению со слоями большей толщины, в которых формируются КТ по механизму Странского–Крастанова. Таким образом, структуры на основе $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ можно считать переходными между КЯТ и КТ.

На рис. 6 представлено сравнение длин волн максимумов спектров ФЛ и интенсивностей всех исследуемых образцов с КЯТ. Образец с наиболее длинноволновым излучением КЯТ, полученный осаждением 6.1 МС $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, не представляет практического интереса, так как интенсивность его ФЛ ничтожно мала. Из образцов, обладающих высокой интенсивностью ФЛ, наибольшие длины волн достигаются в случае КЯТ, полученных осаждением 22 МС $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (1095 нм) и 10 МС $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ (1080 нм). Интенсивности данных образцов практически одинаковы в пределах погрешности измерений. Таким образом, данные образцы могут рассматриваться как наиболее оптимальные. При этом необходимо отметить, что эффективное содержание ин-

дия $B = D \cdot x$ в образце, полученном осаждением 22 МС $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, значительно больше, чем в случае образца, полученного осаждением 10 МС $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ (19.2 и 11.6 Å соответственно), что может свидетельствовать о большей вероятности формирования дефектов в первом.

4. Заключение

Проведена оптимизация технологических параметров при формировании гибридных наноструктур типа „квантовая яма–точки“ в системе материалов $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$, перспективных для применения в оптоэлектронных приборах. Данный гибридный тип активной области можно описать в форме квантовой ямы, в которой имеется сверхплотный массив более узкозонных областей с повышенным содержанием индия, являющихся центрами локализации носителей заряда. Если использовать терминологию квантовых точек, то КЯТ представляют собой однородный по размерам массив точек высокой плотности, в котором возможно латеральное туннелирование между отдельными точками. Показано, что при увеличении количества осадженного InGaAs происходит монотонный длинноволновый сдвиг максимума спектра ФЛ, однако, начиная с некоторых толщин InGaAs , наблюдается уменьшение квантовой эффективности. Наибольшие длины волн при сохранении высокой квантовой эффективности достигаются в случае КЯТ, полученных осаждением 22 МС $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (1095 нм) и 10 МС $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ (1080 нм).

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда (соглашение 16-12-10269).

А.М. Надточий, С.С. Рувимов и А.Е. Жуков выражают благодарность гранту CRFD #FSCX-14-61093-0 за финансовую поддержку подготовки образцов для исследований просвечивающей электронной микроскопией.

Список литературы

- [1] I. Vurgaftmana, J.R. Meyer. *J. Appl. Phys.*, **89** (11), 5815 (2001).
- [2] B. Browne, J. Lacey, T. Tibbits, G. Bacchin, T.-C. Wu, J.Q. Liu, X. Chen, V. Rees, J. Tsai, J.-G. Werthen. *AIP Conf. Proc.*, **1556**, 3 (2013).
- [3] H. Fujii, T. Toprasertpong, Y. Wang, K. Watanabe, M. Sugiyama, Y. Nakano. *Prog. Photovolt.: Res. Appl.*, **22**, 784 (2014).
- [4] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mashanovitch. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, ISBN: 978-0-470-48412-8.
- [5] А.Е. Жуков, М.В. Максимов, А.Р. Ковш. *ФТП*, **46** (10), 1249 (2012).
- [6] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *Electron. Lett.*, **51** (20), 1602 (2015).

- [7] N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, A.M. Nadtochiy, E.I. Moiseev, I.I. Shostak, M.M. Kulagina, K.A. Vashanova, Y.M. Zadiranov, S.I. Troshkov, V.V. Nevedomsky, S.A. Ruvimov, A.A. Lipovskii, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov. *J. Lightwave Technol.*, **33** (1), 171 (2015).
- [8] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Ruvimov, A.E. Zhukov. *Nanotechnology*, **26** (38), 385202 (2015).
- [9] G.B. Stringfellow. *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice*, 2nd edn (Academic Press, San Diego, 1999).
- [10] А.М. Надточий, С.А. Мингаиров, Н.А. Калюжный, С.С. Рувимов, Ю.М. Шерняков, А.С. Паюсов, М.В. Максимов, А.Е. Жуков. *ФТП*, **49** (8), 1115, (2015).
- [11] F. Guffarth, R. Heitz, A. Schliwa, O. Stier, N.N. Ledentsov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, D. Bimberg. *Phys. Rev. B*, **64**, 085305, 7 (2001).
- [12] А.М. Надточий, Н.А. Калюжный, С.А. Мингаиров, А.С. Паюсов, С.С. Рувимов, М.В. Максимов, А.Е. Жуков. *ФТП*, **50** (9), 1202 (2016).

Редактор А.Н. Смирнов

Optical properties of hybrid quantum well–dots nanostructures grown by MOCVD

S.A. Mintairov^{1,2,3}, N.A. Kalyuzhnyy^{1,3},
A.M. Nadtochiy^{1,2,3}, M.V. Maximov^{1,3,5},
S. Ruvimov⁴, A.E. Zhukov^{1,3,5}

¹ Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

² Solar Dots Ltd,
194021 St. Petersburg, Russia

³ St. Petersburg Academic University,
194021 St. Petersburg, Russia

⁴ University of Notre Dame,
Notre Dame, Indiana 46556, USA

⁵ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract It has been shown that deposition of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ with indium concentration 0.3–0.5 and average thickness 3–27 monolayers on the GaAs wafer using low temperature MOCVD growth results in appearance of thickness and composition modulations in grown layers. Such structures can be considered as intermediate nanostructures between ideal quantum wells and quantum dots. The maximum wavelength of photoluminescence for the hybrid InGaAs quantum well–dots changes from 950 to 1100 nm depending on average thickness and composition of deposited layers. The optimal average thicknesses and compositions of InGaAs providing maximal wavelength and high quantum efficiency have been determined.