

Особенности фотолюминесценции НЕМТ-наногетероструктур с составной квантовой ямой InAlAs/InGaAs/InAlAs

© Г.Б. Галиев*[¶], И.С. Васильевский⁺, Е.А. Климов*, А.Н. Клочков*,
Д.В. Лаврухин*, С.С. Пушкарёв*, П.П. Мальцев*

* Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук,
117105 Москва, Россия

⁺ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
115409 Москва, Россия

(Получена 20 июня 2014 г. Принята к печати 1 июля 2014 г.)

Исследованы особенности фотолюминесценции и электрофизические свойства легированных наногетероструктур с составной квантовой ямой InAlAs/InGaAs/InAlAs, содержащей тонкую вставку InAs толщиной от 1.7 до 3.0 нм в центре. Установлено, что положение максимумов на спектрах фотолюминесценции в области энергий фотонов 0.6–0.8 эВ отслеживает изменение толщины вставки InAs. Моделирование зонной структуры показало, что наблюдаемое изменение энергии оптических переходов связано с понижением энергии электронных и дырочных состояний в квантовой яме при увеличении толщины вставки. В диапазоне энергий фотонов 1.24–1.38 эВ обнаружены оптические переходы от области интерфейса „буфер InAlAs–подложка InP“. Энергия и интенсивность сигнала зависят от особенностей формирования данной гетерограницы и условий отжига подложки. Предполагается, что это связано с образованием переходной области между буфером InAlAs и подложкой.

1. Введение

В настоящее время на базе наногетероструктур InAlAs/InGaAs/InAlAs на подложках InP получены сверхвысокочастотные транзисторы (high electron mobility transistor, НЕМТ) с рекордными частотными характеристиками [1,2]. Это связано с высокими параметрами электронного транспорта твердого раствора InGaAs, а также модулированно-легированных квантовых ям (КЯ) с активной областью InGaAs/InAlAs по сравнению с другими полупроводниковыми материалами. Повышение мольной доли индия x в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ сопровождается уменьшением эффективной массы электронов и соответствующим увеличением подвижности и дрейфовой скорости насыщения электронов [3]. Однако последовательное увеличение мольной доли индия в КЯ накладывает ряд ограничений на конструкцию НЕМТ-наногетероструктуры, связанных с увеличением рассогласования параметра решетки между материалом КЯ InGaAs и подложки InP и соответствующим снижением критической толщины слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [4]. Неупругая пластическая релаксация напряженных слоев КЯ, толщина которых превышает критическую, приводит к резкому снижению подвижности электронов [5]. Использование тонких КЯ толщиной менее 10 нм в конструкции НЕМТ-наногетероструктур также не позволяет получить высокие электрофизические характеристики двумерного электронного газа (ДЭГ) [6], поскольку при снижении толщины КЯ возрастает энергия размерного квантования, что приводит к уменьшению концентрации электронов и снижению локализации ДЭГ в КЯ. При этом увеличивается доля электронной волновой функции (ВФ) в области барьеров InAlAs, увеличивается продольная эффективная масса электронов [7] и усиливается

рассеяние ДЭГ на ионизированных примесях донорного слоя [6].

Для увеличения подвижности μ_e и двумерной концентрации электронов n_s было предложено использование составных конструкций КЯ, неоднородных по составу и содержащих несколько гетерослоев различных полупроводников. Одним из возможных способов повышения μ_e является использование нановставок InAs, модифицирующих конструкцию КЯ, с учетом ограничений, накладываемых механической деформацией слоев, а также влиянием нановставок на электронную структуру КЯ. В работе [8] путем введения псевдоморфно-напряженной вставки InAs толщиной 4 нм в центр решеточно-согласованной к подложке InP КЯ $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ было продемонстрировано увеличение подвижности ДЭГ на 30% и максимальной дрейфовой скорости электронов на 15%. На базе наногетероструктур со схожей конструкцией КЯ $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, содержащей вставку InAs толщиной 5 нм, в работах [1,2] получены рекордные частотные характеристики НЕМТ-транзисторов со значением частоты отсечки $f_T \approx 644$ ГГц. В работе [9] представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований влияния формы потенциала квантовой ямы на вольт-амперные характеристики НЕМТ. Структуры, выращенные на подложках InP, существенно различались конструкцией КЯ: количеством субслоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ и InAs, толщиной субслоев, а также суммарной толщиной КЯ. Было показано, что оптимальными приборными характеристиками обладает образец, содержащий нановставку InAs толщиной 3 нм в КЯ. Значения подвижности электронов в структурах с составной КЯ (СКЯ) зависят не только от конструкции КЯ наногетероструктуры, т.е. от толщины вставок InAs и их положения внутри КЯ, но и от

[¶] E-mail: galiev_galib@mail.ru

технологических режимов формирования НЕМТ-структуры [10,11].

Тонкие субслои InAs внутри КЯ $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ / $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ действует в роли дополнительной потенциальной ямы, которая в зависимости от толщины и положения может существенно модифицировать распределение электронной плотности в гетероструктуре и электронный спектр [9–11]. Вследствие пространственной локализации ДЭГ в области вставок InAs продольная эффективная масса электронов в СКЯ уменьшается по сравнению с изоморфными InGaAs/InAlAs КЯ [12,14]. Также существенно модифицируются механизмы рассеяния в СКЯ: уменьшается межподзонное электронное рассеяние, рассеяние на ионизированных примесях и шероховатостях гетерограниц $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, электрон-фононное рассеяния [15,16], но добавляется рассеяния на шероховатостях границ нановставок InAs. В литературе модификации электронных состояний СКЯ при введении нановставок InAs обсуждаются с точки зрения оптимизации электронного транспорта, а данные об исследовании спектров фотолюминесценции ДЭГ в НЕМТ-наногетероструктурах с составными квантовыми ямами, содержащими нановставки InAs, отсутствуют.

Спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ) является неразрушающим методом, не требующим специальной подготовки образца, и широко используется для исследования зонной структуры полупроводниковых соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, гетеросистем и квантово-размерных структур. Определение энергий межзонных оптических переходов в КЯ по спектрам ФЛ и сравнение их с модельными расчетами электронной структуры позволяет оценить состав и толщину КЯ в псевдоморфных AlGaAs/InGaAs/GaAs НЕМТ-гетероструктурах [17–21], а также НЕМТ-структурах с КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с мольной долей индия x от 0.3 до 0.8 [22–27].

Цель данной работы состоит в исследовании особенностей фотолюминесценции наногетероструктур с легированными СКЯ InAlAs/InGaAs/InAlAs, содержащими центральные нановставки InAs. Экспериментально определяются зависимость энергии и формы спектров ФЛ от толщины вставки InAs и от технологических особенностей получения наногетероструктур.

2. Образцы и методы исследования

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из твердотельных источников на полуизолирующих подложках InP : Fe (100) $\pm 0.1^\circ$. На рис. 1 представлено схематическое изображение конструкции исследуемых структур с указанием толщин слоев. Образцы представляли собой односторонне δ -Si легированные НЕМТ-структуры, включающие в себя СКЯ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с центральной вставкой InAs различной толщины, ограниченную барьерными слоями $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. При сохранении общей толщины квантовой ямы, равной 16 нм, в центр КЯ были введены нановставки InAs толщиной $L_{\text{InAs}} = 3.0$,

Layer	Layer thickness, nm
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ("cap"-layer)	5.2
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (barrier)	14.5
δ -Si ($N_{\text{Si}} = 5.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)	–
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (spacer)	4.3
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	16
InAs	
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (buffer)	400
InP (substrate)	–

Рис. 1. Схематическое изображение конструкции образцов.

2.1, 2.1 и 1.7 нм для образцов 496, 497, 500 и 501 соответственно. Отличие пары образцов (496, 497) от пары (500, 501) заключалось в температуре роста T_g СКЯ. Так, СКЯ образцов 496 и 497 выращивались при температуре $T_g = 470^\circ\text{C}$, а СКЯ образцов 500 и 501 — при $T_g = 500^\circ\text{C}$. Остальные слои наногетероструктур для всех образцов были одинаковы и выращивались при температуре $T_g = 500^\circ\text{C}$.

Соотношения парциальных давлений молекулярных потоков элементов V и III группы $\gamma = P_{\text{V}}/P_{\text{III}}$ при выращивании слоев InAlAs, InGaAs и InAs составляли 92, 78 и 107 соответственно. Удаление естественного окисла с подложки InP перед эпитаксиальным ростом проводилось при избыточном давлении As_4 при постепенном повышении температуры подложки от 500 до 520°C . Время отжига подложек для образцов 496 и 497 составляло 9 мин, а для образцов 500 и 501 — 15 мин. После достижения 520°C температура подложки понижалась до 500°C и начинался процесс роста буферного слоя.

Электрофизические характеристики (подвижность электронов проводимости μ_e и их двумерная концентрация n_s) были определены с помощью измерений удельного сопротивления и эффекта Холла на мезоструктурах в виде мостиков Холла при температурах 300 и 77 К.

При проведении ФЛ измерений образцы находились в комбинированном оптическом криостате в атмосфере азота. Для возбуждения ФЛ использовалось сфокусированное излучение гелий-неонового лазера с длиной волны 6328 Å (энергия фотонов 1.95 эВ) и плотностью мощности 250 Вт/см² на поверхности образцов. Детектором сигнала в ближней инфракрасной области 0.6–1.2 эВ являлся неохлаждаемый фотодиод Hamamatsu G8372-01 (на основе InGaAs), а в области видимого света 1.2–2.0 эВ — охлаждаемый фотоэлектронный умножитель ФЭУ-79 (катод S1). Спектры ФЛ регистрировались при температуре 87 К с энергетическим разрешением порядка 5 мэВ.

Таблица 1. Электрофизические параметры выращенных образцов

№	L_{InAs} , нм	T_g , °C	μ_e , $\text{cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$		n_s , 10^{12} cm^{-2}	
			300 К	77 К	300 К	77 К
496	3	470	4970	6770	3.55	3.51
497	2.1	470	7800	14 080	3.80	3.81
500	2.1	500	8430	17 400	3.69	3.72
501	1.7	500	7770	14 400	3.68	3.71

3. Результаты исследований и их обсуждение

3.1. Электрофизические параметры

В табл. 1 представлены значения подвижности (μ_e) и концентрации (n_s) двумерного электронного газа в СКЯ, измеренные при температурах 300 и 77 К. Концентрация электронов для всех выращенных образцов близка и не зависит от толщины вставки L_{InAs} и температуры роста СКЯ. Однако значения подвижности электронов μ_e сильно различаются, наблюдается немонотонная зависимость подвижности от толщины вставки. Из данных видно, что наибольшая подвижность электронов наблюдается в образцах с толщиной вставки InAs 2.1 нм. При увеличении L_{InAs} до 3.0 нм подвижность существенно снижается, что указывает на увеличение рассеяния электронов. Это рассеяние может быть связано либо с неоднородным распределением In в области вставки InAs и флуктуациями толщины InAs, либо с образованием структурных дефектов. В работе [28] показано, что релаксация напряженных слоев InAs, выращиваемых на буферном слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, начинается при толщинах L_{InAs} больше 2.0–3.0 нм в зависимости от температуры роста. При этом существенны два механизма релаксации упругих напряжений в слое InAs — образование дислокаций несоответствия и трехмерный островковый рост.

Из табл. 1 также видно, что повышение температуры роста СКЯ от 470 до 500 °C при одинаковой толщине вставки InAs приводит к увеличению подвижности электронов (образцы 497 и 500). По-видимому, это связано с улучшением гладкости гетерограниц и лучшим кристаллическим совершенством СКЯ в данном случае.

3.2. Расчет зонной диаграммы исследуемых образцов

С целью качественного анализа спектров ФЛ был выполнен расчет электронной структуры исследованных СКЯ. Путем численного решения самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона в приближении эффективной массы определялись пространственный профиль зоны проводимости, энергии и ВФ электронных состояний в СКЯ. Состояния тяжелых дырок оценивались решением уравнения Шредингера в

приближении эффективной массы с потенциалом в виде профиля края валентной зоны $E_v(z)$. Моделирование проводилось для температуры 87 К. Были использованы следующие значения параметров: эффективные массы электронов $0.026m_0$, $0.043m_0$ и $0.073m_0$ для InAs, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ и $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ соответственно [29], эффективные массы тяжелых дырок $0.41m_0$, $0.49m_0$ и $0.45m_0$ для InAs, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ и $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ соответственно, разрывы края зоны проводимости 0.50 и 0.23 эВ на гетерограницах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ и InAs/ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, значение потенциала на поверхности гетероструктур 0.2 эВ [30]. Поскольку эффект непараболичности закона дисперсии зоны проводимости, наблюдаемый в узкозонных InAs и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, не учитывался при расчетах, точность определения значений энергетических величин — энергии Ферми, энергии оптических переходов является низкой. В таком случае моделирование дает качественное представление о зависимости этих величин от геометрических параметров структуры (например, толщины вставки).

На рис. 2 представлены рассчитанные профили краев зон проводимости и валентной, а также энергии и квадраты ВФ электронов и тяжелых дырок для двух гетероструктур, различающихся конструкцией КЯ: однородной КЯ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ и СКЯ, содержащей нановставку InAs толщиной 3 нм. Толщины и состав слоев соответствуют рис. 1. Согласно расчетам, электронные состояния в случае однородной КЯ формируются треугольным потенциалом на верхней гетерогранице КЯ, создаваемым положительно заряженными донорами в δ -Si легированном слое. ВФ электронов первой подзоны Ψ_{e1} размерного квантования локализована в верхней

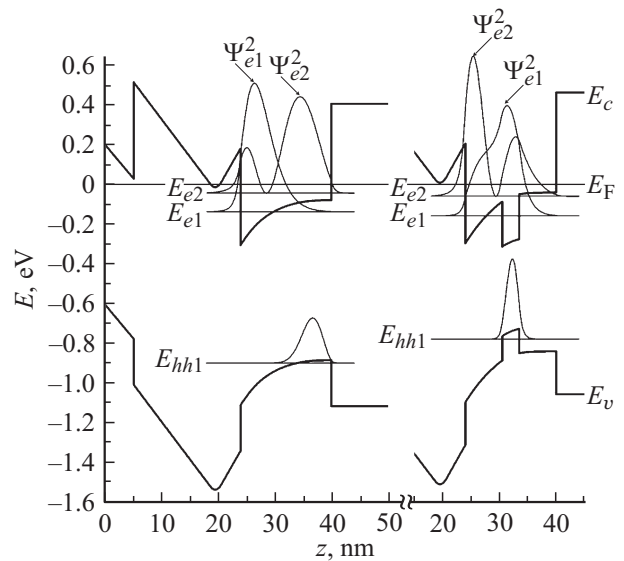


Рис. 2. Пространственные профили зон проводимости E_c и валентной E_v , квадратов волновых функций электронов и дырок Ψ_i , уровни размерного квантования E_i в гетероструктурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ без InAs-вставки (слева) и с центральной InAs-вставкой толщиной 3 нм (справа).

половине КЯ, амплитуда плотности ДЭГ располагается на расстоянии 2.4 нм от верхней гетерограницы КЯ. При введении достаточно широкой центральной вставки InAs максимум плотности ДЭГ смещается в направлении центра КЯ и в случае $L_{\text{InAs}} = 3$ нм располагается на расстоянии 7.7 нм от верхней гетерограницы. Это приводит к увеличению электронной подвижности μ_e за счет ослабления рассеяния на заряженных донорах Si, на шероховатостях гетерограницы $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ и уменьшения эффективной массы электронов в СКЯ. Таким образом, при увеличении толщины вставки до некоторой критической толщины (в нашем случае — 2.1 нм) подвижность электронов должна возрасти. При превышении критической толщины вставки InAs происходит релаксация механических напряжений. В таком случае рассеяние электронного газа на неоднородностях и дефектах вставки InAs может стать доминирующим и подвижность электронов снизится.

Согласно расчетам, в КЯ заполнено две электронные подзоны размерного квантования. Концентрация электронов в СКЯ при одинаковой дозе легирования практически не зависит от толщины вставки в диапазоне L_{InAs} от 0 до 4 нм и составляет $3.6 \cdot 10^{12}$. При этом ширина энергетического распределения электронов, т.е. расстояние от краев подзон размерного квантования до уровня Ферми E_F , при увеличении толщины вставки InAs увеличивается, поскольку слой InAs является потенциальной ямой для электронов. Одновременно с этим уменьшается продольная эффективная масса электронов и двумерная плотность состояний в КЯ, из-за чего концентрация электронов в СКЯ практически не меняется.

Расстояние между электронными уровнями размерного квантования E_{e1} и E_{e2} при изменении толщины вставки от 1.7 до 3.0 нм изменяется от 88 до 92 мэВ. Слабая зависимость энергетического спектра электронов от L_{InAs} наблюдается только при толщинах нановставки меньше 3 нм и объясняется низкой эффективной массой m_e . При L_{InAs} больше 4.0 нм электронная ВФ практически полностью локализуется в области вставки и уровень энергии электронов нижней подзоны размерного квантования E_{e1} понижается относительно дна КЯ и выделяется в самостоятельный уровень, связанный преимущественно со вставкой. Эффективная масса дырок в СКЯ существенно выше электронной и при $L_{\text{InAs}} = 3$ нм тяжелые дырки практически полностью локализованы внутри вставки, а положение края дырочной подзоны находится по энергии выше края зоны проводимости $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

3.3. Спектроскопия фотолюминесценции

Длина волны и интенсивность возбуждающего лазерного излучения позволили нам регистрировать спектры ФЛ по всей толщине НЕМТ-наногетероструктур. Было обнаружено, что ФЛ всех образцов наблюдается в четырех характерных диапазонах энергий фотонов,

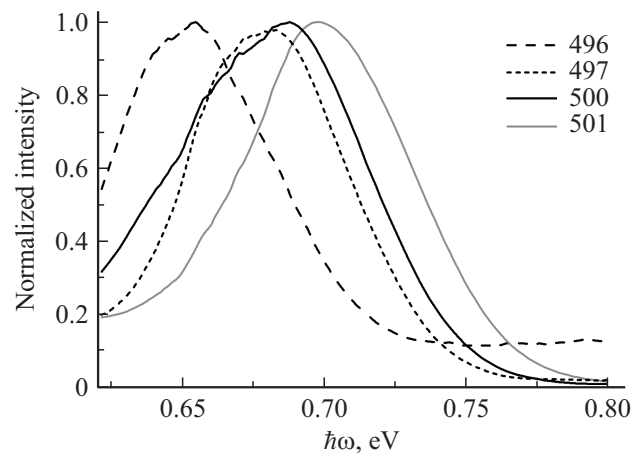


Рис. 3. Нормированные спектры ФЛ от СКЯ InAlAs/InGaAs с нановставками InAs.

соответствующих рекомбинации носителей заряда в определенных областях НЕМТ-структур:

- 1) квантовая яма InAlAs/InGaAs/InAlAs — диапазон $0.6 < \hbar\omega < 0.8$ эВ;
- 2) интерфейс между подложкой InP и буферным слоем InAlAs — $1.24 < \hbar\omega < 1.38$ эВ;
- 3) подложка InP — $1.38 < \hbar\omega < 1.44$ эВ;
- 4) барьерный слой InAlAs — $1.48 < \hbar\omega < 1.60$ эВ.

Рассмотрим область энергий фотонов $0.6 < \hbar\omega < 0.8$ эВ. На рис. 3 представлены нормированные фрагменты спектров ФЛ всех образцов в данном диапазоне энергий. Наблюдаемые пики люминесценции соответствуют рекомбинации ДЭГ и фотогенерированных дырок, захваченных в СКЯ. В табл. 2 представлены энергия максимумов E_{max} и ширина на полувысоте (full width at half maximum — FWHM) наблюдаемых пиков. Большая полуширина FWHM ~ 70 – 80 мэВ объясняется заполнением двумерных состояний СКЯ вырожденным ДЭГ. В сторону меньших энергий от пиков ФЛ СКЯ наблюдается плечо. Такая несимметричность формы спектров ФЛ ДЭГ обычно связана с заполнением электронами в СКЯ двух подзон размерного квантования. На это указывают измеренные высокие значения концентрации ДЭГ (см. табл. 1) и результаты моделирования. Согласно расчетам, расстояние между краями электронных подзон размерного квантования СКЯ составляет 90 мэВ, что сравнимо с наблюдаемой полушириной пиков ФЛ. Выход спектров ФЛ за границу чувствительности фотоприем-

Таблица 2. Положение максимума и полуширина пиков ФЛ от СКЯ

№	E_{max} , эВ	FWHM, мэВ	L_{InAs} , Å	T_g , °C
496	0.65	67	30	470
497	0.68	66	21	470
500	0.69	83	21	500
501	0.70	72	17	500

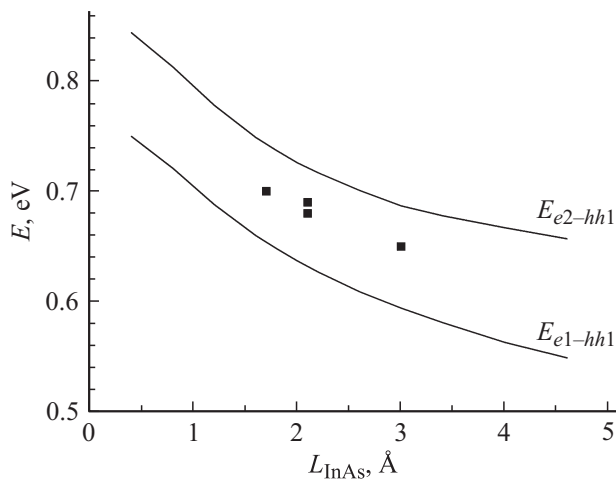


Рис. 4. Теоретическая зависимость энергий оптических переходов $E_{e1}-E_{hh1}$ и $E_{e2}-E_{hh1}$ в СКЯ от толщины вставки InAs. Точками отмечены экспериментальные максимумы пиков ФЛ E_{max} .

ника и относительно высокая температура регистрации 87 К не позволили точно выделить особенности ФЛ, связанные с несколькими подзонами СКЯ.

Энергетические положения максимума пиков ФЛ от СКЯ для всех образцов различаются. При уменьшении толщины вставки InAs наблюдается сдвиг пиков в сторону больших энергий. Это наблюдение находится в соответствии с рассчитанными изменениями зонной структуры СКЯ, связанными с понижением энергии основных состояний электронов и дырок в СКЯ относительно краев зон. На рис. 4 представлен рассчитанный график зависимости энергий межзонных оптических переходов в СКЯ от толщины вставки InAs. Энергии переходов определялись как разности положений краев подзон размерного квантования электронов E_{e1} и E_{e2} и тяжелых дырок E_{hh1} . На рис. 4 также отмечено энергетическое положение максимумов пиков ФЛ E_{max} для исследуемых образцов. Наблюдается одинаковый наклон зависимостей E_{max} и рассчитанных энергий переходов $E_{e1}-E_{hh1}$ и $E_{e2}-E_{hh1}$ от толщины вставки. При изменении толщины вставки энергия размерного квантования E_{hh1} тяжелых дырок изменяется существенно быстрее, чем электронов, поэтому наблюдаемые различия спектров ФЛ мы связываем со сдвигом положения края подзоны тяжелых дырок.

Положение пика ФЛ от СКЯ для образцов 497 и 500, содержащих вставки InAs одинаковой толщины (21 Å), немного различается (0.68 и 0.67 эВ). Данное отличие в положениях пиков для образцов с одинаковой толщиной вставки InAs может быть вызвано различной температурой роста СКЯ (см. табл. 1) и диффузионным размыванием гетерограниц вставки InAs. Наблюдаемые большие значения полуширины пика от СКЯ образцов 500 и 501 по сравнению с образцами 496 и 497 мы связываем также с увеличением размывания и шероховатости

гетерограниц СКЯ, сформированных при более высокой температуре роста.

На рис. 5 представлены фрагменты спектров ФЛ исследуемых образцов в диапазоне энергий фотонов 1.2–1.7 эВ. На спектрах наблюдаются несколько пиков, которые связаны с рекомбинацией носителей заряда в барьерных слоях InAlAs НЕМТ-наногетероструктур, подложке InP и на гетерогранице InAlAs/InP, что указано на рис. 5.

Пики ФЛ в области энергий фотонов $1.24 < \hbar\omega < 1.38$ эВ связаны с оптическими переходами на интерфейсе $In_{0.52}Al_{0.48}As/InP$. По типу зонной структуры гетеропереход $In_{0.52}Al_{0.48}As/InP$ гетерограницы является гетеропереходом II рода. Поэтому при фотовозбуждении носителей заряда в области гетероперехода возникает локальное электрическое поле, связывающее неравновесные электроны на одной стороне гетерограницы (в подложке InP), а неравновесные дырки — на другой стороне (в $In_{0.52}Al_{0.48}As$) (рис. 6). Туннелирование носителей навстречу друг другу с последующей излучательной рекомбинацией приводит

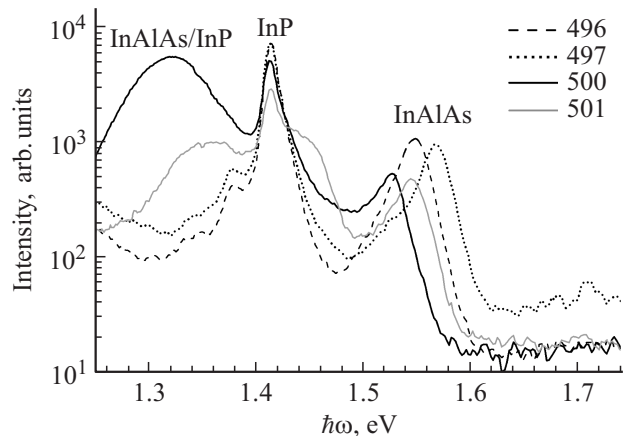


Рис. 5. Спектры ФЛ от барьерных слоев исследуемых образцов.

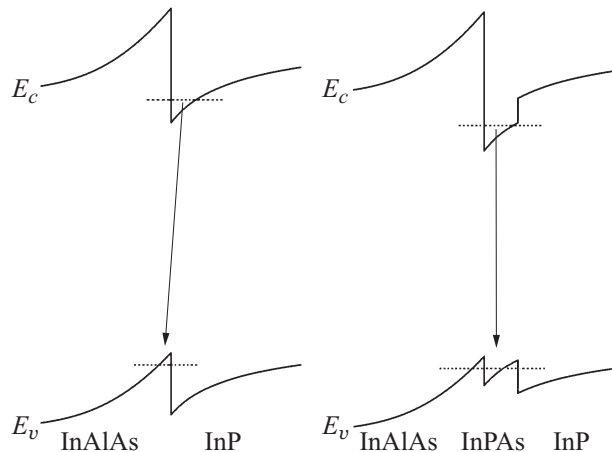


Рис. 6. Зонная диаграмма интерфейса $In_{0.52}Al_{0.48}As/InP$ без промежуточного слоя InPAs и с промежуточным слоем.

к возникновению пика на спектре ФЛ. Согласно литературным данным, сигнал излучательной рекомбинации электронов и дырок на интерфейсе $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{InP}$ может находиться в широком диапазоне энергий фотонов от 0.97 до 1.35 эВ [31–34]. Большой разброс значений энергии данного перехода у разных авторов объясняется технологическими особенностями формирования интерфейса InAlAs/InP в процессе МЛЭ. Такие явления, как сегрегация атомов In и взаимообмен атомов $\text{As} \leftrightarrow \text{P}$, в зависимости от условий роста, приводят к формированию нерезкой гетерограницы, содержащей переходные слои между $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ и InP , что отражается на ее фотолюминесцентных свойствах. Технологическими факторами, влияющими на формирование интерфейса, являются [32,35] температура и время отжига подложки, давление мышьяка во время отжига, стабильность парциальных давлений P_{Al} , P_{In} для обеспечения решеточно-согласованного роста слоя $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ на подложке InP . Если предростовой отжиг подложки InP происходит в потоке As_4 (как в нашем случае), то возможно образование тонкого слоя InAsP между слоями $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ и InP [31] из-за замещения атомов фосфора мышьяком. Следовательно, на интерфейсе может образоваться двухгетеропереходная квантовая яма $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{InAsP}/\text{InP}$. На рис. 6 представлена схематическая зонная диаграмма интерфейса $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{InP}$ с тонким промежуточным слоем InAs и без него. Как видно из этого рисунка, в случае образования КЯ InAs становятся возможны пространственно прямые переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону в области интерфейса. В спектрах ФЛ это приведет к увеличению интенсивности соответствующего пика и к его сдвигу в сторону меньших энергий.

В нашем случае, как видно из рис. 5, положение пиков ФЛ в области энергий фотонов $1.24 < \hbar\omega < 1.38$ эВ для исследованных образцов различается. Одновременно со смещением положения пиков в сторону меньших энергий в образцах 500 и 501 наблюдается существенное возрастание интенсивности перехода и его уширение по сравнению с образцами 496 и 497. Его интенсивность в образцах 500 и 501 сравнима с переходом от подложки InP и буферного слоя InAlAs . Для пространственно непрямых переходов 2-го рода такая интенсивность маловероятна.

В соответствии с цитированными данными мы предполагаем, что смещение и изменение формы пика ФЛ от интерфейса InAlAs/InP связано с различием времени отжига подложек при предростовой подготовке. Время отжига в атмосфере As_4 для образцов 496 и 497 составляло 9 мин, а для образцов 500 и 501 — 15 мин. В процессе отжига при высокой температуре на поверхности InP мог образоваться субслой InAs с замещением атомов фосфора мышьяком. Возможно, замещение атомов фосфора мышьяком в поверхностном слое подложки является неполным и доля замещенного фосфора падает от поверхности в объем в слое

InAsP переменного состава. При увеличении длительности отжига растет толщина слоя InAsP и доля As в этом слое. Ширина запрещенной зоны InAs ниже, чем в InAlAs и InP . Волновые функции электронов и дырок смещаются друг к другу, все более локализуясь в квантовой яме I рода $\text{InAlAs}/\text{InAs}/\text{InP}$, приводя к красному смещению линии оптического перехода и вызывая увеличение вероятности такого перехода. Слой InAs является достаточно размытым, без резких гетерограниц, по двум причинам: во-первых, из-за высокой температуры отжига и диффузионных процессов, во-вторых, из-за значительной механической деформации слоя, которая может приводить к негладкой поверхности слоя. При увеличении длительности отжига толщина и амплитуда флуктуаций толщины КЯ InAs возрастает. Поскольку экситоны локализуются в наиболее широких областях КЯ, флуктуации толщины тонкого слоя InAs обуславливают уширение оптического перехода от данной пространственной области.

Особенности в спектрах ФЛ в области энергий фотонов $1.38 < \hbar\omega < 1.44$ эВ относятся к подложке InP . Узкий пик на спектрах ФЛ при $\hbar\omega = 1.41$ эВ соответствует переходу электронов из зоны проводимости в валентную зону в подложке InP . Одинаковое энергетическое положение пика для всех образцов свидетельствует о высоком разрешении и хорошей воспроизводимости измерительной установки. Пик при $\hbar\omega = 1.38$ эВ, наблюдаемый в спектрах ФЛ образцов 496 и 497, соответствует примесному уровню в подложке InP . Уровень связан с намеренным легированием подложек InP для придания им полуизолирующих свойств (в нашем случае легирующей примесью является Fe). Для образцов 500 и 501 уширенные спектры от гетероперехода InAlAs/InP перекрывают примесный пик ФЛ от подложки. Особенности спектров ФЛ, относящиеся к сигналам от подложки InP и примесного уровня Fe , совпадают с данными других авторов [32,36,37].

Наблюдаемые в диапазоне энергий фотонов $1.48 < \hbar\omega < 1.62$ эВ пики относятся к нелегированному барьерному слою — тройному твердому раствору $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$. Положение максимумов пиков позволяет рассчитать состав x тройного твердого раствора. В табл. 3 представлены энергетические положения максимумов пиков E_{InAlAs} , значения полуширины пиков FWHM для этого диапазона и мольные доли индия x ,

Таблица 3. Параметры спектров ФЛ от барьерного слоя $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$

№	E_{InAlAs} , эВ	FWHM, мэВ	x
496	1.548	31	0.51
497	1.567	27	0.50
500	1.527	39	0.52
501	1.544	36	0.51

определенные по формуле [29,30]:

$$E_g(\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}) = 3.089 \pm 3.402x + x^2.$$

Представленные в табл. 3 результаты показывают, что в процессе МЛЭ роста решеточно-согласованный к InP состав $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ выдерживался с точностью 4%. Отклонения в составах барьерных слоев InAlAs в исследуемых образцах надежно регистрируются спектроскопией ФЛ.

Отличие значений мольной доли x в буферном слое $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ и связанное с этим изменение энергетического положения пиков мы связываем с возможным изменением парциальных давлений In и(или) Al в течение процесса эпитаксиального роста. В установках МЛЭ дрейф технологических параметров, как уже отмечалось, может составлять $\sim 3\%$ [38].

4. Заключение

Таким образом, в данной работе показано, что спектроскопия фотолюминесценции в широком диапазоне энергий 0.6–1.7 эВ является удобным и информативным инструментом для анализа НЕМТ-наногетероструктур, содержащих составную квантовую яму со вставками InAs. Выявлено, что положение максимумов на спектре ФЛ от двумерного электронного газа в составной квантовой яме в диапазоне энергий фотонов 0.6–0.8 эВ четко коррелирует с толщиной вставки InAs. Детально проанализированы спектры фотолюминесценции от интерфейса InAlAs/InP в диапазоне энергий 1.24–1.38 эВ. Выявлено, что особенности спектров фотолюминесценции в этом диапазоне связаны с образованием на интерфейсе тонкого промежуточного слоя InAsP при предростовом отжиге подложки. При увеличении длительности отжига наблюдается увеличение интенсивности и ширины сигнала фотолюминесценции от интерфейса InAlAs/InP, а также его сдвиг в сторону меньших энергий. По энергетическому положению пика в спектрах фотолюминесценции в диапазоне 1.5–1.6 эВ определена мольная доля индия в буферных слоях $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ исследуемых образцов, что позволило определить разброс состава $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ по технологическим причинам (менее 4%).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки России (RFMEFI60414X0003).

Список литературы

- [1] D.-H. Kim, J.A. del Alamo. IEEE Trans. Electron Dev., **57** (7), 1504 (2010).
- [2] D.-H. Kim, J.A. del Alamo. IEEE Electron Dev. Lett., **31** (8), 806 (2010).
- [3] M. Tacano, Y. Sugiyama, Y. Takeuchi. Appl. Phys. Lett., **58**, 2420 (1991).
- [4] V. Drouot, M. Gendry, C. Santinelli et al. IEEE Trans. Electron Dev., **43** (9), 1326 (1996).
- [5] J. Pamulapati, R. Lai, G.I. Ng, Y.C. Chen, P.R. Berger, P.K. Bhattacharya, J. Singh, D. Pavlidis. J. Appl. Phys., **68**, 347 (1990).
- [6] L.D. Nguyen, D.C. Radulescu, M.C. Foisy, P.J. Tasker, L.F. Eastman. IEEE Trans. Electron Dev., **36** (5), 833 (1989).
- [7] U. Wiesner, J. Pillath, W. Bauhofer, A. Kohl, A. Mesquida Küsters, S. Brittner, K. Heime. Appl. Phys. Lett., **64**, 2520 (1994).
- [8] T. Akazaki, K. Arai, T. Enoki, Y. Ishii. IEEE Electron Dev. Lett., **13**, 325 (1992).
- [9] N. Maeda, H. Ito, T. Enoki, Y. Ishii. J. Appl. Phys., **81** (3), 1552 (1997).
- [10] M. Sexl, G. Bohm, D. Xu, H. Heiß, S. Kraus, G. Tränkle, G. Weiman. J. Cryst. Growth, **175/176**, 915 (1997).
- [11] T. Nakayama, H. Miyamoto. J. Cryst. Growth, **201/202**, 782 (1999).
- [12] Д.С. Пономарев, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Р.А. Хабибуллин, В.А. Кульбачинский, Н.А. Юзеева. ФТП, **46** (4), 500 (2012).
- [13] A. Richter, M. Koch, T. Matsuyama et al. Appl. Phys. Lett., **77**, 3227 (2000).
- [14] T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi et al. J. Electron. Mater., **25**, 745 (1996).
- [15] И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, К. Пожела, Ю. Пожела, В. Юцене, А. Сужделлис, Н. Жураускаене, С. Кершулис, В. Станкевич. ФТП, **45** (9), 1214 (2011).
- [16] K. Pozela, A. Silenas, J. Pozela, V. Jucienė, G.B. Galiev, J.S. Vasil'evskii, E.A. Klimov. Appl. Phys. A, **109**, 233 (2012).
- [17] S.K. Brierley. J. Appl. Phys., **74** (4), 2760 (1993).
- [18] J.M. Gilperez, J.L. Sánchez-Rojas, E. Muñoz, E. Calleja, J.P.R. David, M. Reddy, G. Hill, J. Sánchez-Dehesa. J. Appl. Phys., **76** (10), 5931 (1994).
- [19] M. Wojtowicz, D. Pascua, A.-C. Han, T.R. Block, D.C. Streit. J. Cryst. Growth, **175/176**, 930 (1997).
- [20] Н.Г. Яременко, Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, М.В. Карачевцева, В.А. Страхов. РЭ, **58** (3), 276 (2013).
- [21] H. Brugger, H. Mussig, C. Wolk, K. Kern, D. Heitmann. Appl. Phys. Lett., **59**, 2739 (1991).
- [22] Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, А.Н. Ключков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарев, П.П. Мальцев. ФТП, **48** (5), 658 (2014).
- [23] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, А.Н. Ключков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарев, П.П. Мальцев. ФТП, **48** (7), 909 (2014).
- [24] L.J. Cui, Y.P. Zeng, B.Q. Wang, Z.P. Zhu, S.L. Guo, J.H. Chu. J. Appl. Phys., **100**, 033 705 (2006).
- [25] X.Z. Shang, J. Wu, W.C. Wang, W.X. Wang, Q. Huang, J.M. Zhou. Sol. St. Electron., **51**, 85 (2007).
- [26] K. Watanabe, H. Yokoyama. J. Appl. Phys., **86**, 4333 (1999).
- [27] M. Haupt, K. Köhler, P. Ganser, S. Emminger, S. Müller, W. Rothmund. Appl. Phys. Lett., **69**, 412 (1996).
- [28] M. Gendry, V. Drouot, C. Santinelli, G. Hollinger. Appl. Phys. Lett., **60**, 2249 (1992).
- [29] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. App. Phys., **89** (11), 5815 (2001).
- [30] S. Adachi. *Properties of Semiconductor Alloys: Group IV, III–V and II–VI Semiconductors* (John Wiley & Sons, 2009) p. 157.
- [31] D. Vignaud, X. Wallart, F. Mollot, B. Semage. J. Appl. Phys., **84** (4), 2138 (1998).
- [32] V. Duez, O. Vanbesien, D. Lippens, D. Vignaud, X. Wallart, F. Mollot. J. Appl. Phys., **85** (4), 2202 (1999).

- [33] D. Vignaud, X. Wallart, F. Mollot. *J. Appl. Phys.*, **76** (4), 2324 (1994).
- [34] S.M. Olsthoorn, F.A.J.M. Driessen, L.J. Giling. *J. Appl. Phys.*, **73** (11), 7804 (1993).
- [35] M.J.S.P. Brasil, R.E. Nahory, W.E. Quinn, M.C. Tamargo, H.H. Farell. *Appl. Phys. Lett.*, **60** (16), 1981 (1992).
- [36] J. Hellara, K. Borgi, H. Maaref, V. Souliere, Y. Montecl. *Mater. Sci. Engin. C*, **21**, 231 (2002).
- [37] J. Böhrer, A. Krost, R. Heitz, F. Heinrichsdorff, L. Eckey, D. Bimberg, H. Cerva. *Appl. Phys. Lett.*, **68** (8), 1072 (1996).
- [38] Yuwei Liu, Hong Wang. *J. Appl. Phys.*, **100**, 034 505 (2006).

Редактор Т.А. Полянская

Photoluminescence spectra of HEMT-nanoheterostructures with composite quantum wells InAlAs/InGaAs/InAs/InGaAs/InAlAs

*G.B. Galiev**, *I.S. Vasil'evskii*⁺, *E.A. Klimov**,
*A.N. Klochkov**, *D.V. Lavruhin**, *S.S. Pushkarev**,
*P.P. Maltsev**

* Institute of Ultra High Frequency Semiconductor
Electronics, Russian Academy of Sciences,
117105 Moscow, Russia

⁺ National Research Nuclear University „MEPhI“,
115409 Moscow, Russia

Abstract The doped heterostructures with composite quantum wells InAlAs/InGaAs/InAlAs containing thin InAs inserts are studied by means of photoluminescence spectroscopy and Hall effect measurements. The InAs layer width are varied from 1.7 to 3.0 nm. It is revealed, that the photoluminescence peak position in the photon energy range 0.6–0.8 eV depends on the InAs insert width. This is induced by the variation of electron and hole quantization energy in composite quantum wells with different designs. The optical transitions from the interface region between InAlAs buffer and InP substrate are detected in the energy range 1.24–1.38 eV. The energy and photoluminescence intensity of the corresponding peak depend on the duration of the high-temperature substrate annealing during the growth preparation. That is explained by the formation of transitional InAsP layer between buffer InAlAs and substrate InP because of phosphorous substitution by As during annealing.