

# Исследования физических явлений в полупроводниковых наноструктурах с использованием планарно-неоднородных слоев

## 1. Фотолюминесценция

© Ю.В. Хабаров<sup>†</sup>

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
101999 Москва, Россия

(Получена 29 августа 2002 г. Принята к печати 30 августа 2002 г.)

Предложен и экспериментально продемонстрирован новый спектрально-корреляционный метод исследования полупроводниковых структур, предполагающий использование планарно-неоднородных слоев. Посредством фотолюминесцентной спектроскопии при 77 К исследован образец, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии и содержащий  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$  и  $\text{GaAs}-\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  квантовые ямы и модуляционно-легированный  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$  гетеропереход. Полученные зависимости спектров фотолюминесценции от параметров неоднородности позволили характеризовать процессы перераспределения носителей в структуре и обнаружить ряд особенностей фотолюминесценции узких GaAs-квантовых ям. Экспериментальные значения энергии оптических переходов согласуются с теоретическими оценками во всем диапазоне вариации параметров, определяемом неоднородностью, и могут служить основой для оценки параметров полупроводниковой структуры. Исследование показало высокую информативность примененного подхода благодаря возможности прецизионной вариации технологически формируемых параметров структуры в пределах одного образца.

## 1. Введение

Многообразие физических свойств квантово-размерных структур (КРС) и формирование на их основе направлений полупроводниковой электроники стимулирует повышенный интерес к их исследованию. При этом из-за большого структурного разнообразия КРС особое значение приобретают исследования влияния параметров структуры на физические свойства КРС.

Обычно для исследования зависимостей какой-либо физической величины в полупроводниковых наноструктурах от меняющихся параметров структуры (например, толщины квантово-размерных слоев, состава отдельных слоев и так далее) используют серию планарно-однородных образцов с вариацией какого-либо параметра.

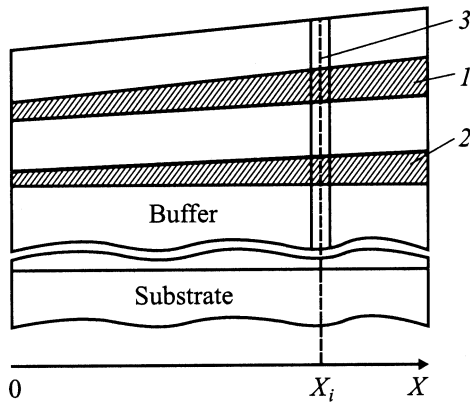
Недавно был предложен новый подход к исследованию физических явлений в полупроводниковых структурах [1] — спектрально-корреляционный способ с использованием специально сформированных планарно-неоднородных многослойных полупроводниковых структур. В этом методе аналогом серии однородных образцов с меняющимся параметром является один образец с встроенной планарной неоднородностью этого параметра. Такой подход в процессе локальных спектроскопических измерений поверхности структуры предполагает получение многомерной совокупности параметров, дающей картину неоднородности и достаточной для анализа корреляционных связей параметров исследуемого явления (например, спектров фотолюминесценции) с параметрами, характеризующими неоднородность образца.

## 2. Методика исследования

Предложенный спектрально-корреляционный метод предполагает исследование многослойных полупроводниковых структур, включающих в себя сочетание планарно-однородных и скоррелированных планарно-неоднородных слоев. При этом структура должна содержать вместе с исследуемой подструктурой также вспомогательную подструктуру, несущую информацию о характере встроенной неоднородности. Для экспериментального анализа таких структур предполагается использовать спектроскопические методы исследования, позволяющие одновременно с особенностями спектров, относящихся к исследуемой подструктуре, наблюдать особенности, связанные с вспомогательной подструктурой и характеризующие значение варьируемого параметра в каждой исследуемой локальной области неоднородного образца. При этом исключается необходимость привлечения дополнительных методов или технологических оценок для определения значения варьируемого параметра, что одновременно исключает необходимость точного позиционирования области измерения. Последующий анализ корреляционных связей спектральных параметров позволяет проследить характер поведения параметров исследуемой структуры в поле встроенной неоднородности образца.

Схема, приведенная на рис.1, иллюстрирует применение спектрально-корреляционного метода на простом примере образца, содержащего два планарно-неоднородных слоя: исследуемый слой 1 и вспомогательный слой 2. Неоднородность слоев условного образца в сечении, представленном на рис. 1, заключается в зависимости их толщины от координаты  $X$ , а их скоррелированность — в заданном постоянном значении отношения их толщин для любой координаты  $X$ . Предположим,

<sup>†</sup> Факс: (095) 2038414



**Рис. 1.** Простейшая схема построения экспериментального образца для применения спектрально-корреляционного метода исследования: 1 — планарно-неоднородный слой 1; 2 — вспомогательный планарно-неоднородный слой 2; 3 — область локального спектроскопического исследования.

что целью исследования является получение зависимости некоего спектрального параметра  $S_1$ , связанного со слоем 1, от толщины этого слоя  $w_1$  ( $S_1 = f_1(w_1)$ ). Спектроскопическое исследование локальных областей образца позволяет получить набор значений исследуемого параметра  $S_{1i}$  для различных координат исследуемой области  $X_i$ . При этом значения толщины слоя  $w_{1i}$ , соответствующие каждому  $X_i$ , остаются неизвестными. Для их определения и введен в структуру вспомогательный слой 2, наблюдаемый спектральный параметр которого  $S_2$  связан с его толщиной  $w_2$  известным соотношением  $S_2 = f_2(w_2)$  (таким слоем может быть, например, квантовая яма (КЯ), поскольку для КЯ достаточно хорошо изучены зависимости энергии квантовых состояний от основных параметров их структуры [2,3]). По совокупности полученных в результате исследования значений спектральных параметров может быть получена корреляционная зависимость  $S_{1i} = f_k(S_{2i})$ , где  $S_{2i}$  — значения параметра  $S_2$  в точках  $X_i$ . Эта зависимость отражает связь параметра  $S_1$  с толщиной  $w_1$ , поскольку известны соотношение  $S_2 = f_2(w_2)$  и отношение толщин слоев  $w_1/w_2$ . Здесь  $S_2$  может рассматриваться как обобщенный параметр толщины, а экспериментальный вид искомой зависимости  $S_{1i} = f_1(w_{1i})$  может быть восстановлен с учетом указанных известных соотношений.

Степень приближения полученных таким образом корреляционных зависимостей к функциональным будет определяться тем, насколько влияние варьируемого параметра на изучаемый процесс доминирует по отношению к параметрам, определяющим фон. К последним следует отнести возможную неидеальность условий на подложке, отклонения параметров однородных слоев, локальные дефекты структуры и прочее — все то, что влияет на результаты исследований и при традиционном анализе однородного образца. Следует отметить, что эффективное применение предложенного метода требует высокой степени однородности тех слоев, в которых

неоднородность целенаправленно не формируется. Таким образом, его применение не снижает требований по однородности к технологическим методам создания слоев.

### 3. Фотолюминесценция. Построение эксперимента

В настоящей работе спектрально-корреляционный способ примен для исследования эпитаксиальной структуры с КЯ на основе системы AlGaAs–GaAs–InGaAs при использовании в качестве метода физических измерений спектроскопические исследования стационарной фотолюминесценции (ФЛ). Высокая точность анализа энергии электронных состояний и возможность изучения заселенности энергетических подзон делает метод ФЛ одним из основных инструментов анализа квантовых состояний в КРС [2–6]. Модификации метода ФЛ, такие как ФЛ возбуждения, ФЛ с временным разрешением, ФЛ спектроскопия в электрическом и магнитном полях, значительно расширяют его возможности и также могут быть использованы в рамках спектрально-корреляционного метода.

Для экспериментального исследования был изготовлен многослойный образец, включающий в себя несколько квантово-размерных структур, выращенных на полупроводящей подложке GaAs диаметром 76 мм, и содержащий технологически заданную неоднородность параметров слоев, сформированную во всех слоях, кроме буферного. Такой характер неоднородности предполагает одновременную вариацию многих параметров, поэтому полученные экспериментальные зависимости интерпретировались с точки зрения возможного доминирующего влияния на результат измерений отдельных параметров из числа варьируемых.

Образец был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber-32P и представлял собой структуру, последовательность слоев которой представлена на рис. 2. На подложке GaAs был выращен буферный слой, на котором сформированы две квантовые ямы GaAs–In<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>As–GaAs (QW<sub>D</sub> и QW<sub>E</sub>) разной ширины, верхний барьерный слой GaAs с последующими нелегированными и легированными слоями AlGaAs образовали модуляционно легированный гетеропереход (МЛГП), отделяющий сформированные выше две квантовые ямы Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As–GaAs–Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (QW<sub>B</sub> и QW<sub>C</sub>) (значение индексов B, C, D и E для КЯ будет пояснено далее). Структура была закрыта сверху слоем Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с повышенным содержанием Al и тонким слоем GaAs. Неоднородность слоев была сформирована путем остановки вращения подложки после формирования буферного слоя и дальнейшего эпитаксиального выращивания слоев без вращения подложки. При этом планарная неоднородность слоев определялась зависимостью условий эпитаксиального роста от координаты поверхности подложки, отражающей пространственное распределение молекулярных потоков в

GaAs,	5 nm
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x^* = 0.41$ ,	50 nm
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x^* = 0.27$ ,	50 nm
GaAs,	2.5 nm, $\text{QW}_B$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x^* = 0.27$ ,	50 nm
GaAs,	8.5 nm, $\text{QW}_C$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x^* = 0.27$ ,	70 nm
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} + \text{Si}$ , $x^* = 0.27$ ,	12 nm
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , $x^* = 0.27$ ,	12 nm
GaAs,	10 nm
$\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , $y^* = 0.13$ ,	4 nm $\text{QW}_D$
GaAs,	50 nm
$\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , $y^* = 0.19$ ,	12 nm $\text{QW}_E$
GaAs,	800 nm, buffer layer
GaAs,	substrate

**Рис. 2.** Схематическое изображение многослойной структуры исследуемого образца. Оценочные значения толщин слоев и состава тройных соединений даны для центральной области образца.

плоскости растущей поверхности образца. В частности, локальная толщина того или иного слоя структуры определялась локальной скоростью роста и временем его экспозиции, а отношение локальных толщин слоев, одинаковым образом сформированных, технологически равнялось отношению их времен роста. Для характеристики толщин и состава планарно-неоднородных слоев на рис. 2 приведены оценочные значения толщин слоев (полученные, исходя из времени роста слоев) в центральной (близкой к оси вращения) области пластины, ориентировочные усредненные параметры состава тройных соединений ( $x^*$ ,  $y^*$ ) указаны по соотношению молекулярных потоков в процессе роста. Эти оценки одновременно являются оценками параметров однородных слоев, которые могут быть получены в том же процессе, но с вращением подложки, усредняющем влияние пространственной неоднородности молекулярных потоков на параметры создаваемых слоев.

Измерения ФЛ проводились при температуре жидкого азота в диапазоне длин волн 580–1000 нм. Для возбуждения использовался  $\text{Ag}^+$ -лазер с длиной волны излучения 488 нм и плотностью возбуждения на образце до  $200 \text{ Вт/см}^2$  в пределах сфокусированного

светового пятна диаметром около 50 мкм. ФЛ излучение анализировалось при помощи автоматизированной системы регистрации спектров, построенной на базе монохроматора МДР-23 с охлаждаемым фотоэлектронным умножителем ФЭУ-62 в режиме счета фотонов в качестве фотоприемника. Оптический криостат специальной конструкции позволял исследовать при азотной температуре поверхность полупроводниковых пластин диаметром 76 мм.

Экспериментальный анализ образца заключался в регистрации спектров ФЛ от различных локальных областей неоднородного образца и последующем анализе зависимостей параметров спектра, относящихся к различным элементам структуры (КЯ), от параметра, характеризующего неоднородность.

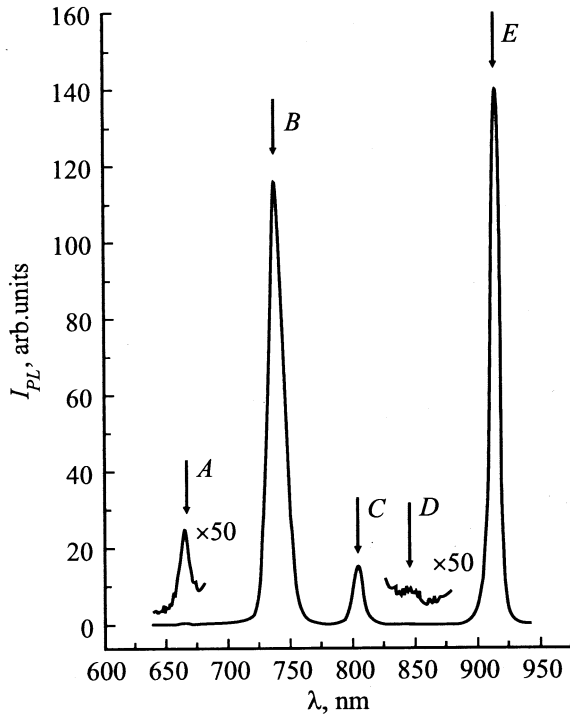
Были измерены спектры ФЛ в точках образца, расположенных вдоль диаметра пластины в направлении, близком к направлению градиента толщины слоев (группа точек 1), а также беспорядочно на остальной части пластины (группа точек 2).

#### 4. Результаты эксперимента и их обсуждение

Во всех исследованных точках наблюдались интенсивные спектры ФЛ, свидетельствующие о достаточно высоком кристаллическом совершенстве выращенных слоев, несмотря на значительную неоднородность режимов роста. Данные о вариации параметров выращенных слоев будут приведены далее. Спектр из центральной части пластины (типичный спектр) приведен на рис. 3. Вместе с интенсивными полосами *B*, *C* и *E* излучения из квантовых ям  $\text{QW}_B$ ,  $\text{QW}_C$  и  $\text{QW}_E$  (рис. 2) спектр содержал низкоинтенсивные полосы *A*, соответствующую краю излучению барьерных слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с низким содержанием Al, и полосу *D*, соответствующую излучению из квантовой ямы  $\text{QW}_D$ . Излучения из слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с большим содержанием Al ( $x^* = 0.41$ ) в измеренных спектрах не наблюдалось.

Спектральные полосы *B*, *C* и *E* сильно меняли свое положение в зависимости от точки на образце, в то время как энергетическое положение полосы *A*, отражающее состав слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , в спектрах, измеренных по диаметру образца, менялось незначительно и находилось в пределах 1.83–1.86 эВ, что определялось соответствующей „фокусировкой“ молекулярных источников Ga и Al. В связи с этим для дальнейших оценок параметр состава этого слоя считался постоянным.

Полоса *C* от более широкой квантовой ямы  $\text{QW}_C$  наблюдалась во всех измеренных спектрах. При измерениях по диаметру энергетическое положение ее максимума монотонно менялось, отражая, в условиях слабо меняющегося состава барьерных слоев, монотонное изменение ширины квантовой ямы  $\text{QW}_C$ , а следовательно, и пропорциональные времени роста относительные изменения толщин других слоев структуры, за исключением In-содержащих квантовых ям. Таким



**Рис. 3.** Типичный спектр фотолуминесценции из центральной области образца. Стрелками указаны спектральные полосы A, B, C, D и E.

образом, энергетическое положение полосы C является параметром, характеризующим толщину слоев структуры для каждого конкретного спектра. Этот параметр и использован здесь при построении экспериментальных зависимостей в качестве обобщенного параметра толщины.

Оценка значений ширины КЯ и значений параметра состава In-содержащих КЯ в точках проведения измерений осуществлялся расчетным путем по экспериментальным значениям максимумов полос ФЛ соответствующих КЯ. Для расчета была использована модель, дающая численное решение уравнения Шредингера в рамках метода огибающих волновых функций. Рассчитывалась энергия перехода  $\Delta E = E_{e1} - E_{hh1}$  (переход  $e1-hh1$ ) между нижним электронным уровнем  $E_{e1}$  в зоне проводимости и первым уровнем тяжелых дырок в валентной зоне  $E_{hh1}$ . Расчет для In-содержащих КЯ проводился аналогично выполненному в работе [5] с использованием ряда допущений. Предполагалась прямоугольная форма КЯ без учета изменения ее формы внутренним электрическим полем, эффективные массы носителей заряда (электронов и тяжелых дырок) считались одинаковыми для слоя  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  КЯ и образующих ее барьерных слоев и равными соответствующим значениям в КЯ, рассчитанным из соотношений  $m_e^*(y) = (0.0665 - 0.044y)m_0$ ,  $m_{hh}^*(y) = (0.62 - 0.22y)m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона. Зависимость ширины запрещенной зоны  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  от содержания In описывалась соотноше-

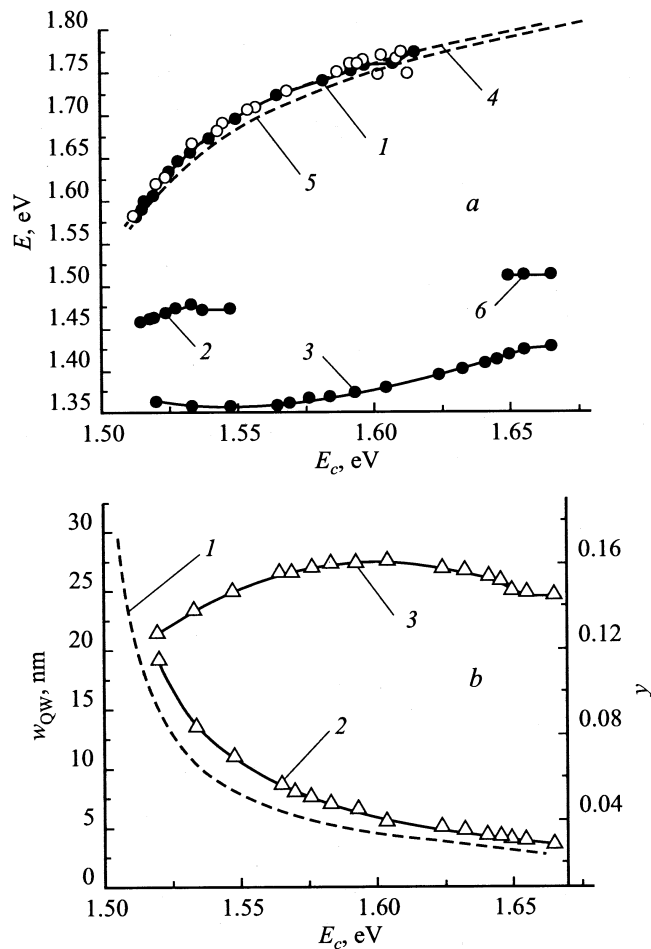
нием  $E_g(y) = 1.508 - 1.214y + 0.264y^2$ , отношение разрывов энергетических зон на гетерограницах  $\Delta E_c/\Delta E_g$  было принято равным 0.7 ( $\Delta E_c$  — разрыв энергии дна зоны проводимости,  $\Delta E_g$  — разрыв ширины запрещенной зоны), а энергия связи экситона считалась равной 7 мэВ [5].

Расчет КЯ  $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  проводился для резких и ступенчатых гетерограниц, в качестве оценки ширины запрещенной зоны барьерных слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  было принято значение, соответствующее среднему энергетическому положению спектральной полосы A (1.85 эВ). Отношение разрывов энергетических зон на гетерограницах считалось  $\Delta E_c/\Delta E_g = 0.6$ , а значения эффективных масс электронов и тяжелых дырок определялись из соотношений  $m_e^*(x) = (0.0665 + 0.0835x)m_0$ ,  $m_{hh}^*(x) = (0.51 + 0.2x)m_0$  соответственно [4]. Зависимость энергии связи экситона от ширины квантовой ямы была взята из работы [6].

Результаты экспериментальных измерений энергии максимумов ФЛ излучения КЯ и теоретических оценок их параметров приведены на рис. 4, а. Экспериментальные точки, описывающие спектральное положение полос B, D и E, представлены кривыми 1, 2 и 3 соответственно. По оси абсцисс отложена энергия максимума полосы C ( $E_C$ ). Расчетная кривая 1 рис. 4, б отражает значения ширины КЯ  $\text{QW}_C$ , соответствующие отложенным по оси абсцисс значениям энергии ее излучения. На рис. 4, б представлены также данные о ширине квантовой ямы  $\text{QW}_E$  в условиях неоднородного ее состава (кривая 2) и о значениях параметра  $y$  для этой ямы (кривая 3), полученные пересчетом экспериментальных значений энергии переходов (рис. 4, а, кривая 3) с учетом отношений времени роста слоев и зависимости толщины слоя  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  от параметра  $y$ . Оценки соответствующих параметров для  $\text{QW}_D$  могут быть получены аналогичным образом.

#### 4.1. Фотолуминесценция квантовых ям $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}-\text{AlGaAs}$

Экспериментальные значения энергии полос B и C ( $E_B$  и  $E_C$  соответственно) и кривая 1 рис. 4, б демонстрируют значительный диапазон вариации толщин слоев исследуемого образца. Так, сопоставление диапазона изменения экспериментальных значений  $E_C$  рис. 4, а и кривой 1 рис. 4, б дает для ширины КЯ  $\text{QW}_C$  значения в интервале 2.5–14 нм. Для КЯ  $\text{AlGaAs}-\text{GaAs}-\text{AlGaAs}$  это соответствует широкому набору пар КЯ разной ширины с технологически заданным отношением значений ширины. Поскольку энергия квантовых состояний КЯ является величиной, чувствительной к целому ряду параметров полупроводникового кристалла, таких как внутреннее электрическое поле, параметры зонной структуры, структура гетерограниц, и степень этой чувствительности различна в зависимости от ширины КЯ, вид экспериментальной кривой типа  $E_B = f(E_C)$  должен отражать информацию об этих параметрах. Поэтому были рассчитаны теоретические кривые зависимости



**Рис. 4.** Экспериментальные и теоретические значения энергии полос ФЛ и параметров КЯ неоднородной структуры от энергии излучения КЯ  $QW_C$ : *a* — экспериментальные значения энергии максимума полос *B*, *D* и *E* (1, 2, 3 соответственно) и расчетные кривые энергии оптического перехода  $e1-hh1$  КЯ  $QW_B$  при  $w_C/w_B = 3.8$  (кривая 4) и  $w_C/w_B = 3.4$  (кривая 5), экспериментальные значения энергии излучения слоев GaAs (кривая 6); *b* — расчетная зависимость ширины КЯ  $QW_C$  от энергии ее излучения (1) и оценочные значения ширины слоя  $In_xGa_{1-x}As$  для КЯ  $QW_E$  (2) и параметра состава этого слоя  $y$  (кривая 3), полученные пересчетом экспериментальных значений. Экспериментальные точки группы 1 обозначены сплошными кружками, точки группы 2 — полыми кружками, точки, полученные пересчетом экспериментальных значений, обозначены треугольниками.

$E_B = f(E_C)$  энергий ФЛ переходов  $e1-hh1$  квантовых ям  $QW_B$  и  $QW_C$  с вариациями ряда параметров (рис. 4, *a*, кривые 4, 5).

На рис. 4, *a* демонстрируется хорошее соответствие экспериментальных точек, относящихся к полосам *B* и *C* (кривая 1), теоретической кривой 4. Кривая 4 получена для значения внутреннего электрического поля  $5 \cdot 10^3$  В/см<sup>2</sup> и отношения ширины ямы  $QW_C$  к ширине ямы  $QW_B$   $w_C/w_B = 3.8$ , которое несколько превышает величину отношения времен роста этих слоев

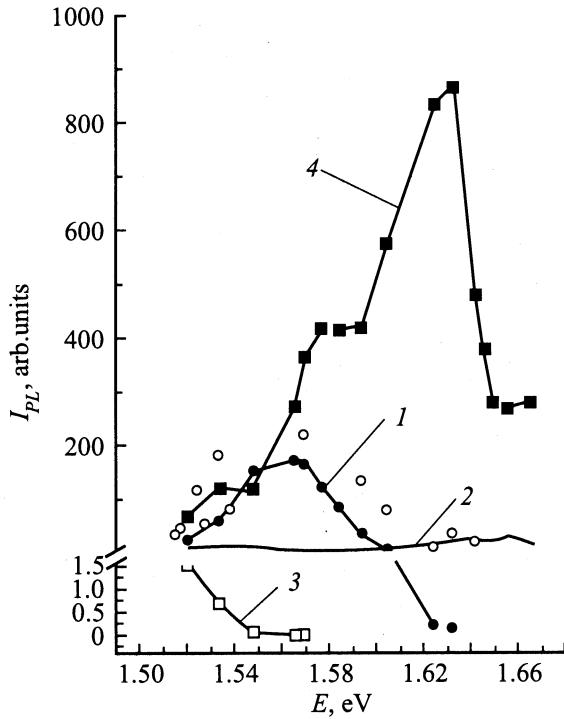
( $t_C/t_B = 3.4$ ). Разброс экспериментальных значений на правом краю кривой 1 обусловлен в основном точками группы 2 поверхности пластины. В условиях высокой чувствительности энергий квантовых состояний в узких КЯ от параметров структуры он может быть связан с незначительными вариациями состава барьерных слоев.

Теоретическая кривая 5 на рис. 4, *a* получена для отношения ширины квантовых ям, равного отношению времен роста, т.е.  $w_C/w_B = 3.4$ . Она заметно отличается от экспериментальных значений. По-видимому, причиной такого отличия является принятое при расчете допущение о резких гетерограницах, образующих КЯ. Расчет энергии перехода  $e1-hh1$  для квантовой ямы с симметричными наклонными (ступенчатыми) границами (трапециевидная квантовая яма) и средней шириной  $w$  показывает превышение энергии по сравнению со случаем прямоугольной ямы такой же ширины на величину, возрастающую с уменьшением значения  $w$ . Такой энергетический сдвиг эквивалентен дополнительному сужению узкой ямы ( $QW_B$ ) и, таким образом, увеличению эффективного отношения  $w_C/w_B$ , что и отражает кривая 5. Приближение трапециевидной квантовой ямы в данном случае может соответствовать мелкомасштабному рельефу гетерограницы, усредненному экситонному состоянию [2]. Аналогично к специфическим отклонениям расчетных кривых от экспериментальной приводят вариации напряженности электрического поля или расчет без учета энергии связи экситона.

Приведенные результаты расчетов, таким образом, показывают возможность достаточно близкого к эксперименту модельного описания параметров слоев неоднородной структуры на всем поле неоднородности при значительном диапазоне вариации параметров. Это в свою очередь позволяет, анализируя один экспериментальный образец и не прибегая к технологическим оценкам параметров слоев, на основе только экспериментальных данных получать информацию о природе наблюдаемых оптических переходов, о характере гетерограниц, оценивать величину внутреннего электрического поля структуры и ряда других параметров.

Представленный здесь подход позволил получить подробную картину изменения интенсивности полос ФЛ в поле изучаемой неоднородности, которая отражена на рис. 5.

Интенсивность полосы *B* узкой квантовой ямы  $QW_B$  обнаруживает аномальное поведение при увеличении параметра толщины (кривая 1). С его увеличением она, возрастая от нулевого значения, проходит через отчетливо выраженный максимум при ширине КЯ 2–2.2 нм и затем уменьшается почти на порядок до уровня интенсивности полосы *C*, которая в масштабе этих изменений остается в свою очередь примерно постоянной во всем диапазоне вариаций параметров (кривая 2). Дополнение данных, полученных при измерениях на диаметре образца точками группы 2, принципиально не изменяет этой картины (см. рис. 5). Такое поведение интенсивности ФЛ трудно связать с изменением перекрытия



**Рис. 5.** Экспериментальные зависимости интенсивности полос ФЛ от энергии излучения КЯ  $QW_C$ : 1, 2, 3, 4 — полосы B, C, D и E соответственно. Для полосы B экспериментальные точки группы 1 обозначены сплошными кружками, точки группы 2 — полыми кружками.

волновых функций носителей в квантовой яме в условиях внутреннего электрического поля, поскольку в этом случае более сильные изменения следовало бы ожидать для широкой ямы  $QW_C$ . Наблюдаемый „всплеск“ интенсивности, по-видимому, определяется заполнением КЯ носителями и связан с немонотонным характером зависимости процесса перераспределения носителей из барьерных слоев в КЯ от параметра толщины. В рамках настоящего эксперимента остается неопределенным, какой из факторов, включенных в параметр толщины, — толщина барьерных слоев или ширина КЯ — влияет на наблюдаемые изменения интенсивности доминирующим образом. Однако эта неопределенность не возникает, если в исследуемой структуре зафиксированы параметры, например, барьерных слоев, а планарно-неоднородным остается только слой КЯ.

Правый край кривой 1 рис. 5 соответствует предельной (в смысле светимости) ширине КЯ, при уменьшении которой фотолюминесцентное излучение из ямы уже не наблюдается. Отсутствие экспериментальных точек кривой 1 рис. 4, а правее  $E_C = 1.64$  эВ означает исчезновение полосы B со спектров для достаточно малых значений ширины ямы. Процесс этого исчезновения отражен линейным спадом интенсивности полосы B на правой части кривой 1 рис. 5 и далее непродолжительным более пологим участком с низкой интенсивностью и может быть прослежен достаточно подробно с очень малым шагом вариации толщины. Весь участок линейного

спада интенсивности соответствует изменению ширины квантовой ямы  $QW_C$  на 2 нм (см. кривую 1 на рис. 4, b), а, следовательно, изменению эффективной ширины квантовой ямы  $QW_B$  примерно на 0.6 см. Линейный участок кривой 1, по-видимому, связан с уменьшением области возможного существования экситонных состояний вследствие сближения гетерограниц квантовой ямы с нерезким профилем распределения атомов Al. Конечный участок кривой 1 на рис. 5 соответствует высоким, близким к барьерным, значениям энергии квантовых состояний электронов, когда заметную роль могут играть процессы туннельного ухода носителей из квантовой ямы, находящейся во внутреннем электрическом поле. Последний участок кривой 1 с низкой интенсивностью, вероятно, соответствует разрыву двумерной потенциальной ямы для электронов на отдельные локальные микроучастки, в которых локализация носителей еще возможна.

Наблюдаемые особенности ФЛ в области узких КЯ, энергетические состояния в которых наиболее чувствительны к вариациям параметров структуры, могут быть интересны с точки зрения оценки параметров полупроводниковой структуры. Так, предположение о том, что окончанию участка линейного спада интенсивности ФЛ, иллюстрирующему процесс сближения гетерограниц КЯ, соответствует предельный случай трапециевидной КЯ — треугольная КЯ, приводит в рамках используемой теоретической модели к оценке отношения разрыва зоны проводимости к разрыву запрещенной зоны на гетерогранице  $\Delta E_c / \Delta E_g = 0.612$ , что довольно близко к общепринятому значению 0.6 [2]. При этой оценке использованы экспериментальные значения энергии краевой ФЛ барьерных слоев AlGaAs  $E_A = 1.85$  эВ, значение энергий  $E_B$  и  $E_C$ , соответствующих точке пересечения наклонной прямой спада интенсивности ФЛ с осью абсцисс ( $E_B^* = 1.757$  эВ,  $E_C^* = 1.597$  эВ), отношение средних значений ширин КЯ  $w_B / w_C = 3.4$  и ступенчатая аппроксимация потенциала стенок КЯ из 5 ступенек для каждой стенки.

В рамках настоящей работы не предполагалось более подробно рассматривать особенности ФЛ узких КЯ. Отметим лишь следующую из изложенного высокую информативность представляемого подхода для исследования свойств КРС при вариации параметров, формируемых технологически. Наиболее эффективным его применение представляется для исследования процессов порогового и резонансного характера, когда возможность прецизионной вариации параметров особенно важна.

## 4.2. Фотолюминесценция In-содержащих квантовых ям

Переходя к рассмотрению ФЛ In-содержащих слоев, прежде всего отметим доминирующий уровень излучения наиболее глубоко расположенной квантовой ямы  $QW_E$  (полоса E) практически на всей поверхности пластины (см. рис. 5, кривая 4). Напротив,  $QW_D$  показывает очень низкую интенсивность ФЛ (рис. 5,

кривая 3), которая с увеличением параметра толщины быстро уменьшается и аналогично полосе  $C$  исчезает со спектров. На большей части пластины полоса  $D$  отсутствует.

Наблюдаемая картина ФЛ In-содержащих слоев, по-видимому, в значительной степени определяется электрическим полем, создаваемым МЛГП. Это поле способствует оттеснению дырок от гетероперехода в направлении к In-содержащим КЯ и буферному слою. При этом КЯ может являться эффективным стоком для дырок, что и создает условия для интенсивной излучательной рекомбинации из КЯ. Наблюдаемый высокий уровень интенсивности полосы  $E$ , по-видимому, связан с таким захватом носителей в  $QW_E$ . Немонотонный характер зависимости интенсивности полосы  $E$  от параметра толщины (рис. 5, кривая 4) при незначительных вариациях состава In-содержащего слоя (рис. 4,  $b$ , кривая 3) может быть объяснен „оптимизацией“ процесса заполнения  $QW_E$  носителями при изменении геометрических параметров системы МЛГП– $QW_E$  вследствие измерения ширины барьерных слоев. Иные условия заполнения узкой и менее глубокой  $QW_D$ , находящейся в более сильном электрическом поле из-за близости МЛГП, определяют низкий уровень ФЛ в ней.

Отметим, что на спектрах, как правило, отсутствуют особенности, которые можно связать с излучением барьерных слоев GaAs и, в том числе, буферного слоя. Слабая полоса вблизи 1.508 эВ появляется лишь на небольшой области пластины, соответствующей тонким слоям (рис. 4,  $a$ , кривая 6). В этой же области пластины наблюдается снижение уровня ФЛ из  $QW_E$  (рис. 5, кривая 4). Это также свидетельствует о том, что процессы перераспределения фотовозбужденных носителей из барьерных слоев GaAs в КЯ в данной структуре происходят в целом достаточно эффективно и зависят от параметров неоднородности образца. Достижение таким путем минимального уровня ФЛ слоев GaAs может быть полезно при исследовании особенностей ФЛ различных полупроводниковых структур в спектральной области краевого излучения GaAs, когда излучение буферного слоя является фоновым и затрудняет измерения ФЛ исследуемой структуры, как, например, при исследовании ФЛ  $\delta$ -легированных слоев [3].

Изложенное дает основания считать, что исследование планарно-неоднородных структур при помощи представленного здесь подхода может быть весьма информативно также при изучении процессов перераспределения носителей в условиях внутреннего электрического поля кристалла и, в частности, процессов заполнения КЯ носителями.

## 5. Заключение

Проведенное в настоящей работе исследование фотолуминесценции на одном неоднородном образце на основе спектрально-корреляционного метода показало возможность многопараметрической характеристики полупроводниковой структуры образца, продемонстриро-

вало возможность исследования процессов с прецизионной вариацией параметров, выявило особенности поведения ФЛ узких КЯ, позволило наблюдать особенности перераспределения носителей в структуре с КЯ. Рассмотренный вариант метода исследования показал его применимость к исследованию квантово-размерных структур. Полученные результаты позволяют считать предложенный новый метод исследования полупроводниковых структур перспективным и, конечно, не ограниченным рассмотренными в настоящей работе аспектами.

Автор благодарит В.А. Петрова за многочисленные полезные обсуждения результатов работы и А.В. Гука за помощь в подготовке образца.

## Список литературы

- [1] Ю.В. Хабаров. Патент РФ № 2168238 (2001).
- [2] M.A. Herman, D. Bingerg, J. Christen. *J. Appl. Phys.*, **70** (2), R1 (1991).
- [3] J. Wagner, A. Fischer, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **42**, 7280 (1990).
- [4] L. Pavesi, M. Guzzi. *J. Appl. Phys.*, **75** (10), 4779 (1994).
- [5] С.В. Евстигнеев, Р.М. Имамов, А.А. Ломов, Ю.Г. Садофьев, Ю.В. Хабаров, М.А. Чуев, Д.С. Шипицин. *ФТП*, **34**, 719 (2000).
- [6] G. Bastard, C. Delalande, Y. Guldner, P. Voison. In: *Advances in Electronics and Electron Physics*, ed. by P.W. Hawkes (Academic Press, 1988) v. 72.

Редактор Л.В. Беляков

## Investigation of physical phenomena in semiconductor nanostructures using planar non-uniform layers.

### 1. Photoluminescence

*Yu.V. Khabarov*

Institute of Radio Engineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
101999 Moscow, Russia

**Abstract** A new spectrum-correlative research method for semiconductor structures based on using planar non-uniform layers has been offered and experimentally demonstrated. A sample grown by molecular beam epitaxy containing AlGaAs–GaAs and InGaAs–GaAs quantum wells and modulation doped AlGaAs–GaAs heterojunction has been investigated by methods of photoluminescence spectroscopy at 77 K. The dependencies of photoluminescence spectra on non-uniformity parameters have permitted to characterize the carrier redistribution processes in the structure and to reveal a number of photoluminescence spectra features of narrow GaAs quantum wells. Experimental values of the optical transition energy are in good agreement with theoretical evaluations in all the range of parameter variation determined by the non-uniformity and can be taken as a basis for estimating semiconductor structure parameters. The investigation has shown a high informative ability of the approach due to possibility of precise variation of technologically formed structural parameters within the sample.