

Исследования физических явлений в полупроводниковых наноструктурах с использованием планарно-неоднородных слоев. Фотолюминесценция структур с электронными δ -легированными слоями

© Ю.В. Хабаров[¶], В.В. Капаев*, В.А. Петров⁺, Г.Б. Галиев

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

* Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

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

(Получена 15 августа 2005 г. Принята к печати 5 сентября 2005 г.)

В рамках предложенного ранее спектрально-корреляционного метода исследования полупроводниковых структур с планарно-неоднородными слоями экспериментально исследована при температуре 77 К фотолюминесценция структуры на основе GaAs с δ -слоями n -типа. Этот метод позволил изучить на одном образце зависимости особенностей наблюдаемого многокомпонентного спектра ФЛ от вариации двух параметров — расстояния между δ -слоями и состава находящейся между ними узкой квантовой ямы InGaAs. Полученные результаты позволяют связать наблюдаемое экспоненциальное увеличение интенсивности фотолюминесценции из области δ -слоев при изменении этих параметров с изменением соотношения латерально локализованных в минимумах флуктуационного потенциала и свободных двумерных дырок. Обнаружен эффект стабилизации энергетического положения спектральных линий фотолюминесценции, который мы связываем с локализацией дырок в потенциальной яме между δ -слоями. Полученные экспериментальные результаты согласуются с проведенными в работе численными расчетами.

PACS: 78.55.Cr, 73.63.-b, 78.67.Pt

1. Введение

Ранее в [1] был предложен новый способ исследования физических явлений в полупроводниковых наноструктурах — спектрально-корреляционный метод, основанный на использовании планарно-неоднородных полупроводниковых слоев, когда параметры исследуемых слоев изменяются в некотором диапазоне в пределах одного образца. Позднее этот метод был применен для исследования фотолюминесценции (ФЛ) в структурах с изолированными квантовыми ямами (КЯ) [2,3] и туннельно-связанными КЯ [3]. В настоящей работе изложены результаты применения этого метода для исследования ФЛ структур с двумерными легированными δ -слоями n -типа.

В настоящее время такие δ -слои, в которых примесь сконцентрирована в узкой области полупроводника (обычно — несколько монослоев), продолжают исследоваться (см., например, [4–10] и библиографии в этих работах). Формирование таких δ -слоев позволяет получать высокую концентрацию носителей заряда в них [11,12], что важно для приборных применений, а также дает возможность всесторонне исследовать различные физические свойства двумерной электронной системы, реализующейся в таких слоях, когда носителями заполнены несколько квантово-размерных подзон [4–22].

Эффективным средством исследования таких систем являются оптические методы. Однако необходимо отметить, что оптическая диагностика структур с δ -слоями

осложнена эффектом пространственного разделения фотовозбужденных электронов и дырок под действием внутреннего электрического поля ионизованных примесей в δ -слое, который затрудняет рекомбинацию фотовозбужденных носителей в структурах с одиночными δ -слоями и создает определенные ограничения для применения ФЛ спектроскопии при исследованиях таких систем. По этой причине, в частности, спектры ФЛ одиночных δ -слоев n -типа часто не обнаруживают спектральных особенностей, связанных с рекомбинацией из квантово-размерных подзон двумерного (2D) электронного газа, или демонстрируют лишь слабые спектральные проявления на фоне ФЛ объемного полупроводника, в котором сформирован исследуемый δ -слой [11,12].

Для усиления фотолюминесценции δ -слоев n -типа обычно используют искусственное ограничение пространственной миграции рожденных светом дырок путем формирования δ -слоя вблизи потенциальных барьеров, в роли которых могут быть одиночный гетеропереход [12], гетеропереходы, создающие КЯ, внутри которой находится исследуемый δ -слой [13–15], поверхность образца [12], либо другой, аналогичный δ -слой ($n-i-n-i$ -структура) [16]. Однако и в этих структурах спектральные проявления 2D электронного газа остаются весьма слабыми. Необходимо также отметить, что наблюдаемая в таких экспериментах картина ФЛ сильно отличается от ФЛ структур, содержащих δ -слои p -типа. Как одиночные δ -слои p -типа, так и δ -слои в составе более сложных структур, например $n-i-p-i$ -структуры

[¶] E-mail: yukhabar@mtu-net.ru

(структуры, содержащие чередующиеся δ -слои n - и p -типа), демонстрируют, как правило, систему достаточно интенсивных линий ФЛ, связанных с рекомбинацией носителей разных квантово-размерных подзон [17,18].

В настоящей работе исследована ФЛ δ -слоев n -типа в планарно-неоднородной структуре на основе GaAs. Структура содержала два близко расположенных друг к другу ($\sim 100\text{--}300\text{ \AA}$) δ -слоя. От исследовавшихся ранее $n\text{--}i\text{--}n\text{--}i$ -структур [16] рассматриваемая структура отличается наличием между δ -слоями узкой ($\sim 10\text{--}30\text{ \AA}$) квантовой ямы InGaAs, расположенной симметрично между слоями. В такой структуре фоторожжденные дырки под действием внутреннего электрического поля системы δ -слоев группируются в основном в узкой КЯ между δ -слоями, образуя двумерный дырочный слой. С помощью спектрально-корреляционного метода при изменении расстояния между δ -слоями и одновременно ширины и состава заключенной между ними КЯ в пределах одного планарно-неоднородного образца исследована зависимость ФЛ такой системы от этих ее параметров. Результаты исследования такой структуры сопоставляются с имеющимися данными о ФЛ структур с несколькими δ -слоями, но не содержащих КЯ.

2. Методика эксперимента и исследуемый образец

Изложим вначале основы спектрально-корреляционного метода. Как известно, 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. При спектрально-корреляционном методе исследования аналогом серии однородных образцов с меняющимся параметром (например, толщина слоя, его состав и т.д.) является один образец с встроенной планарной неоднородностью этого параметра. Необходимо отметить, что образец наряду с исследуемой структурой должен содержать также вспомогательную структуру, несущую информацию о встроенной неоднородности образца. Поэтому для реализации спектрально-корреляционного метода необходимо исследовать многослойные полупроводниковые структуры, состоящие из планарно-однородных и скоррелированных планарно-неоднородных слоев. Спектроскопические методы исследования позволяют одновременно с особенностями спектров, относящихся к исследуемой структуре, наблюдать особенности, связанные со вспомогательной структурой и характеризующие значение варьируемого параметра в каждой локально исследуемой области неоднородного образца. Такой подход в процессе локальных спектроскопических измерений по поверхности структуры предполагает получение многомерной совокупности параметров, дающей картину неоднородности

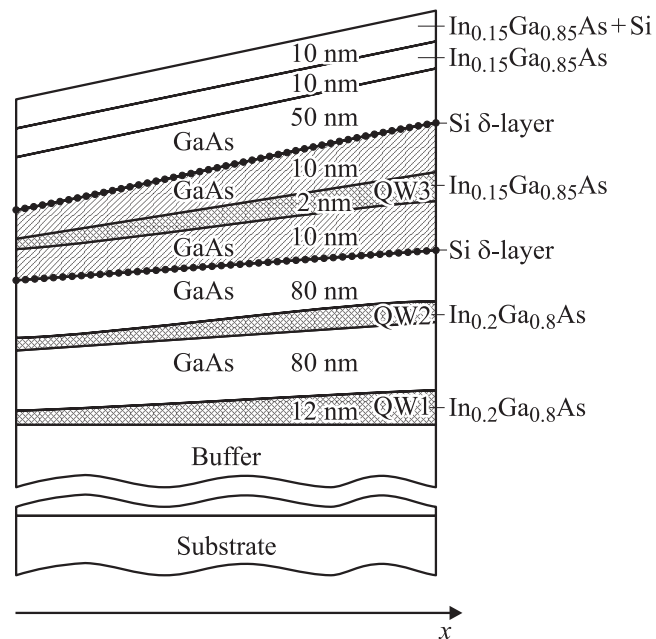


Рис. 1. Схематическое изображение исследованной многослойной структуры. Оценочные значения толщин слоев и состава тройных соединений даны для центральной области образца. Штриховкой выделены планарно-неоднородные слои (двухпараметрической неоднородности соответствует двойная штриховка).

и достаточной для анализа корреляционных связей параметров исследуемого явления (спектральных параметров исследуемой структуры) с параметрами, характеризующими неоднородность образца. Последующий анализ корреляционных связей спектральных параметров позволяет получить зависимости параметров исследуемой структуры от технологически формируемых параметров, варьируемых в пределах неоднородности. Таким образом, в рамках одного эксперимента при локальном (в разных точках поверхности) исследовании образца можно получить информацию как об исследуемой, так и о вспомогательной структурах, оценить их взаимную зависимость и, таким образом, проследить поведение параметров исследуемой структуры в поле встроенной неоднородности образца.

На рис. 1 приведена схема исследованного образца, сочетающего планарно-однородные (δ -слои, барьерные слои GaAs) и планарно-неоднородные слои (слои InGaAs квантовых ям и барьерные слои GaAs между δ -слоями в исследуемой структуре). Неоднородность слоев образца в сечении, представленном на рис. 1, проявляется в зависимости их толщины и состава (тройные соединения $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ для квантовых ям) от координаты X , а их скоррелированность — в заданных постоянных значениях отношений их толщин и значений параметра состава y для любой координаты X . Предположим, что целью исследования является получение зависимости некоего спектрального параметра S , характеризующего исследуемую систему

δ -слоев от расстояния между δ -слоями w и от параметра состава y слоя KY_3 ($S = f_y(w)$ и $S = f_w(y)$) (на всех рисунках КЯ обозначены как QW). Спектроскопическое исследование локальных областей образца позволяет получить набор значений исследуемого параметра S_i для различных координат (X_i, Y_i) исследуемой области. При этом значения параметров w_i и y_i , соответствующие каждой паре X_i, Y_i , остаются неизвестными. Для их определения в образце создана вспомогательная структура, состоящая из двух планарно-неоднородных КЯ, наблюдаемые спектральные параметры которых S_1 и S_2 связаны с толщинами квантовых ям W_1 и W_2 и параметрами состава их слоев y_1 и y_2 известными соотношениями $S_1 = f_1(W_1, y_1)$, $S_2 = f_2(W_2, y_2)$. Выбор квантовых ям в качестве слоев вспомогательной структуры определяется тем, что для квантовых ям хорошо изучены зависимости энергетических положений квантово-размерных подзон от основных параметров структуры (толщины и состава слоев). Использование ФЛ спектроскопии в этом случае позволяет наблюдать параметры S , S_1 и S_2 в разных областях спектрального диапазона, что делает возможным их независимый анализ. Таким образом, в результате спектроскопического исследования локальных областей образца может быть получена совокупность параметров S_i , S_{1i} и S_{2i} (S_{1i} и S_{2i} — значения параметра S_1 и S_2 соответственно в разных „точках“ образца), отражающая связь параметра исследуемой структуры S_i с параметрами S_{1i} и S_{2i} , вспомогательной структуры ($S_i = f(S_{1i}, S_{2i})$). Двумерная совокупность параметров S_{1i} и S_{2i} , характеризующая неоднородность образца, может быть преобразована в совокупность параметров W_{1i} , W_{2i} , y_{1i} и y_{2i} , принимая во внимание известные соотношения $S_1 = f_1(W_1, y_1)$, $S_2 = f_2(W_2, y_2)$ и технологически заданные соотношения $W_1 = kW_2$, $y_1 = y_2$ (k — известный, технологически заданный параметр), и далее аналогичным образом с учетом известных, технологически заданных соотношений толщин и параметров состава неоднородных слоев преобразована в совокупность параметров исследуемой структуры w_i и y_i . Из полученной в результате этих преобразований совокупности параметров S_i , w_i , y_i могут быть выделены группы параметров (группы исследованных „точек“ образца), отвечающих условиям постоянства (с определенной степенью точности) одного из параметров неоднородности (w_i или y_i). Экспериментальный вид искомых зависимостей $S = f_y(w)$ и $S = f_w(y)$ можно получить, построив зависимости параметра S_i от параметров неоднородности (w_i или y_i) в пределах каждой такой группы.

Исследованный нами образец был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs диаметром 40 мм и представлял собой структуру, послонное сечение которой схематически показано на рис. 1. Две изолированные квантовые ямы $In_yGa_{1-y}As$ разной ширины KY_1 и KY_2 , ограниченные широкими барьерами GaAs, были выращены на буферном слое GaAs и выполняли роль вспомогательной структуры. В объемном слое GaAs была сформирована

исследуемая структура, состоящая из двух легированных кремнием до концентрации $2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ δ -слоев n -типа и симметрично расположенной между ними узкой КЯ $GaAs-In_yGa_{1-y}As-GaAs$ (KY_3). Сверху образец был закрыт тонкими нелегированным, а затем легированными слоями $In_yGa_{1-y}As$. Все три слоя, заключенные между δ -слоями ($GaAs, In_yGa_{1-y}As, GaAs$), а также обе КЯ вспомогательной структуры (KY_1 и KY_2) были планарно-неоднородными. Неоднородность этих слоев формировалась путем их эпитаксиального выращивания на невращающейся подложке и была обусловлена пространственно-неоднородным распределением потока атомов Ga и In в плоскости растущей поверхности образца. Для достижения идентичности картин планарного распределения сформированной таким образом неоднородности в разных слоях их рост осуществлялся при одном и том же фиксированном пространственном положении подложки, что и определяло корреляцию толщин и состава этих слоев. Все остальные слои, включая δ -слои, были выращены с вращением подложки, обеспечивающим высокую степень их планарной однородности. Для неоднородных слоев на рис. 1 приведены оценочные значения толщин, полученные исходя из времени роста слоев и соответствующие центральной (близкой к оси вращения) области образца. Сформированная таким образом неоднородность слоев характеризуется одним параметром для слоев GaAs (толщина слоя) и двумя параметрами для In-содержащих слоев квантовых ям (ширина КЯ и содержание In в материале слоя). Для описания двухпараметрической неоднородности слоя узкой KY_3 в исследуемой структуре в составе вспомогательной структуры использовались две In-содержащие КЯ (KY_1 и KY_2). Поскольку уровни энергий размерного квантования в КЯ зависят как от ширины КЯ, так и от содержания In в слое КЯ, совместное исследование двух КЯ одинакового состава с заданным отношением значений ширины позволяет оценить каждый из этих параметров.

С помощью ФЛ спектроскопии такой образец исследовался при температуре жидкого азота в диапазоне длин волн 800–1000 нм. Для возбуждения ФЛ использовался Ag^+ -лазер с длиной волны излучения 488 нм и плотностью возбуждения до 200 Вт/см² в пределах сфокусированного на образце светового пятна диаметром около 50 мкм. Возбуждающий свет падал под углом 45 градусов к поверхности образца. ФЛ излучение анализировалось при помощи автоматизированной системы регистрации спектров, построенной на базе монохроматора МДР-23 и охлаждаемого фотоэлектронного умножителя ФЭУ-62 в режиме счета фотонов.

Исследованные локальные участки образца (в дальнейшем — точки) располагались по окружности вблизи края эпитаксиального слоя, а также хаотично по площади образца. Спектр ФЛ каждой исследованной точки содержал, в частности, линии излучения квантовых ям вспомогательной структуры. Энергетические положения этих линий, соответствующие энергиям квантовых переходов между нижними уровнями размерного квантования носителей в КЯ, служили исходной информацией

для определения параметров неоднородности (толщин слоев и содержания In) в каждой точке расчетным путем.

Определение параметров КЯ вспомогательной структуры в каждой точке осуществлялось путем сопоставления экспериментальных значений энергетических положений максимумов спектральных линий излучения КЯ с расчетными значениями. Как и в работе [3], расчет энергий оптических переходов в КЯ проводился путем численного решения уравнения Шредингера в рамках метода огибающих волновых функций и с теми же значениями параметров зонной структуры полупроводников. Параметры неоднородных слоев структуры между δ -слоями определялись с учетом соотношений времени роста и состава слоев. После этого строились зависимости спектральных параметров исследуемой структуры от определенных таким образом параметров неоднородных слоев.

3. Результаты эксперимента

Спектры ФЛ исследуемой полупроводниковой структуры содержат многокомпонентную спектральную полосу с рядом отчетливо различимых особенностей (максимумов) в диапазоне 1.47–1.54 эВ (линии A, B, C, D, D₁, E, F на кривых 1–4, рис. 2, a). Характерной особенностью этой структуры является высокая интенсивность ФЛ, которая значительно превышает интенсивность ФЛ обычной $n-i-n-i$ -структуры. На рис. 2, a, b показано примерно 9-кратное увеличение интенсивности ФЛ исследуемой структуры (рис. 2, a, кривая 2 — два δ -слоя) по сравнению с обычной $n-i-n-i$ -структурой (рис. 2, b, кривая 4 — шесть легированных кремнием δ -слоев) с одними и теми же значениями расстояний между δ -слоями (30 нм). Спектральные положение и состав ФЛ исследуемой структуры также сильно отличаются от приведенных на рис. 2, b (кривые 3, 4) спектров ФЛ $n-i-n-i$ -структур, представляющих собой широкие спектральные линии, не обнаруживающие других заметных спектральных особенностей, с максимумами, смещенными в высокоэнергетическую область относительно спектра исследуемой структуры. В то же время необходимо отметить сильную зависимость интенсивности ФЛ исследуемой структуры от параметров этой структуры при мало меняющихся энергетических положениях составляющих спектра (рис. 2, a, кривые 2–4).

Для анализа многокомпонентного спектра исследуемой структуры мы аппроксимировали спектр совокупностью нескольких распределений Лоренца (рис. 2, a, кривые 5–8), соответствующие линиям A, B, C, D, E и F с максимальным количеством составляющих, равным 6 (отметим, что в области линии D для некоторых точек образца наблюдались два максимума на кривой спектра ФЛ — D и D₁ на кривой 4, рис. 2, a). Анализировались зависимости интегральных светимостей (далее в тексте просто — интенсивности) компонентов спектра

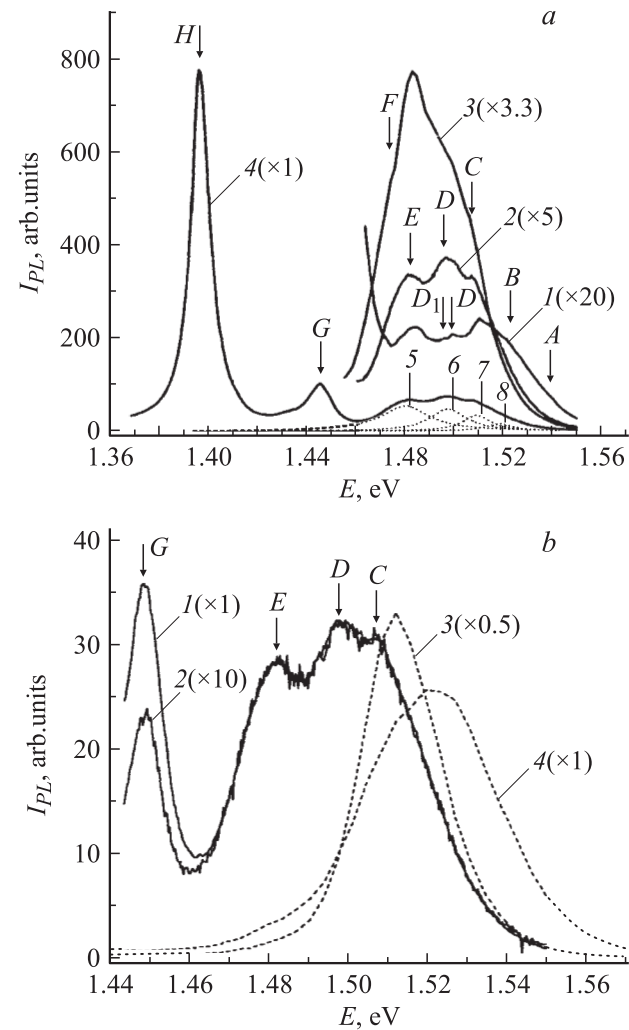


Рис. 2. a — спектры ФЛ, полученные от разных точек поверхности планарно-неоднородного образца и соответствующие параметру состава КЯ₃ $y = 0.1$ и расстоянию между δ -слоями 17 (1), 22 (2, 4), 30 нм (3), а также кривые распределений Лоренца (5–8), аппроксимирующие спектр исследуемой структуры. b — спектры ФЛ, полученные от одной точки поверхности планарно-неоднородного образца при разных уровнях оптического возбуждения $10I_{ex}$ и I_{ex} (кривые 1 и 2 соответственно), а также спектры ФЛ структур с периодически расположенными δ -слоями n -типа ($n-i-n-i$ -структур), не содержащих КЯ: 3 — 5 δ -слоев с периодом 60 нм, 4 — 6 δ -слоев с периодом 30 нм.

по результатам аппроксимации и энергетического положения их максимумов от параметров исследуемой структуры) — расстояния между δ -слоями и содержания In в КЯ₃.

Фотолюминесценция вспомогательной структуры на спектре рис. 2 (кривая 1) проявляется в виде интенсивных линий G и H, обусловленных процессами излучения в квантовых ямах КЯ₂ и КЯ₁ соответственно. Энергии максимумов линий G и H (E_G и E_H) для всех исследованных в нашем эксперименте точек образца представлены на рис. 3 кружками (1) на плоскости

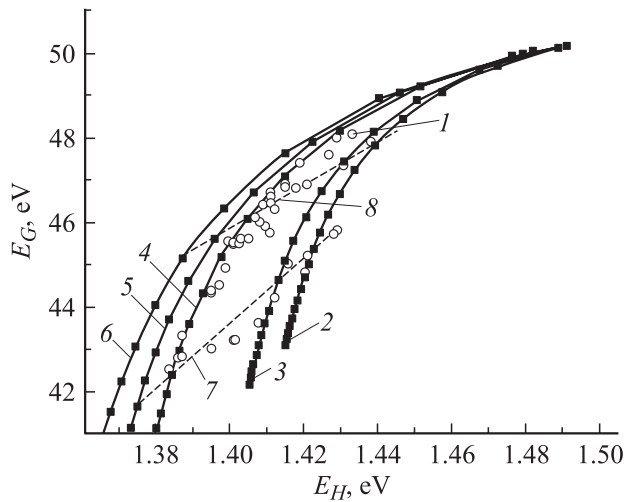


Рис. 3. Энергетические положения максимумов спектральных линий G и H вспомогательной структуры для разных точек поверхности планарно-неоднородного образца (8) и расчетные кривые взаимных зависимостей энергий оптических переходов $e1-hh1$ для двух КЯ $In_yGa_{1-y}As$ с одинаковыми значениями параметра состава y и постоянном отношении значений ширины КЯ, равном 3, при изменяющихся значениях двух параметров: ширины КЯ (различные точки на теоретических кривых) и параметра y — кривые 1–5 (1 — $y = 0.09$, 2 — $y = 0.1$, 3 — $y = 0.13$, 4 — $y = 0.14$, 5 — $y = 0.15$). Линии 6 и 7 соответствуют неизменяющимся значениям ширины квантовых ям.

в координатах $(E_H - E_G)$. Этот рисунок иллюстрирует диапазоны изменения параметров, варьируемых в эксперименте. На этой же плоскости представлены расчетные кривые (кривые 2–6) взаимных зависимостей энергий оптических переходов для узкой и широкой квантовых ям с одинаковым содержанием In и постоянным отношением значений их ширины, равным 3 (технологически заданное отношение значений ширины КЯ₁ и КЯ₂ см. на рис. 1). Кривые были рассчитаны с учетом энергии связи экситона. Значения энергий оптических переходов в широкой КЯ₁ отложены по оси абсцисс (E_H) , а в узкой КЯ₂ — по оси ординат (E_G) .

Точки на расчетных кривых рис. 3 соответствуют изменению ширины КЯ₃ на один монослой (2.8 \AA для GaAs), начиная с ширины в один монослой. Из сопоставления на одном графике расчетных данных с экспериментальными точками оценивались параметры ширины и содержания In в неоднородных слоях исследуемой структуры, соответствующие каждой экспериментальной точке образца.

Из всех экспериментальных точек, представленных на рис. 3, можно выделить несколько групп, классифицирующих параметры неоднородных слоев. Наиболее представительная группа точек расположена вблизи кривой 4, рассчитанной для квантовых ям вспомогательной структуры при $y = 0.13$. Другой группе точек, расположенных вблизи кривой 3, можно поставить в соответствие постоянное значение параметра

ра $y = 0.1$. Можно выделить также еще две группы экспериментальных точек, лежащих близко к линиям 7 и 8, соединяющим рассчитанные точки с одинаковыми порядковыми номерами, соответствующие одинаковому количеству монослоев КЯ₃. Точки каждой из двух последних групп представляют выборку экспериментальных результатов, соответствующих постоянной ширине латерально-неоднородных квантовых ям. Таким образом, проведенное исследование планарно-неоднородного образца позволяет получить четыре группы зависимостей параметров ФЛ от физических параметров исследуемой структуры: две группы, характеризующиеся постоянными параметрами состава $y = 0.13$ и $y = 0.1$ (группы точек 1 и 2 соответственно), и две группы зависимостей постоянной ширины (группы точек 3 и 4). Каждая из последних двух групп точек характеризуется постоянной шириной всех слоев исследуемой структуры и изменяющимся составом КЯ₃. Основные

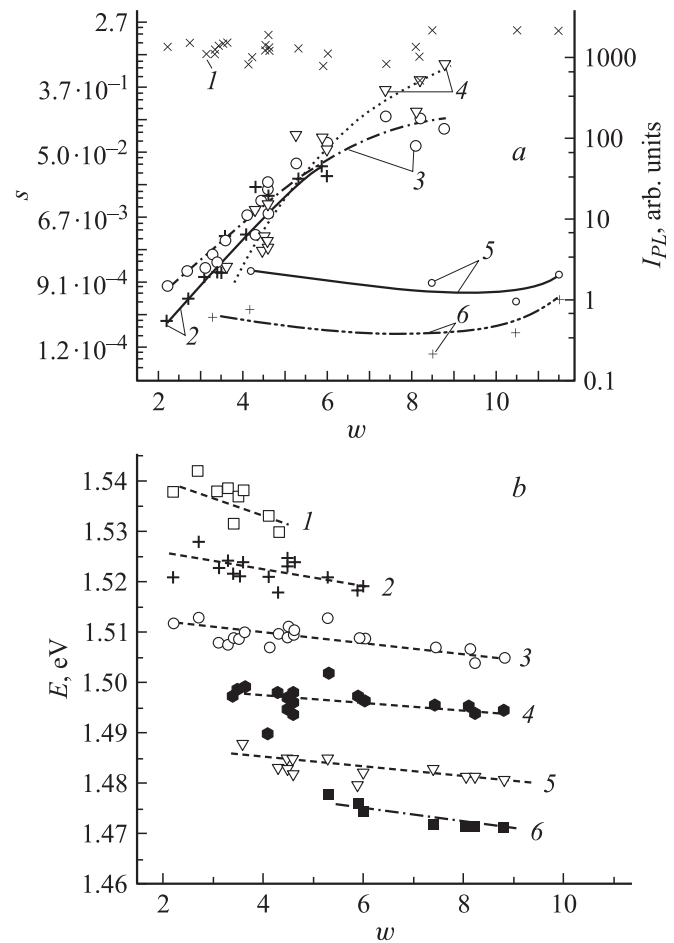


Рис. 4. Зависимости параметров ФЛ от параметра ширины w для 1 и 2 групп точек поверхности планарно-неоднородной структуры. *a*: 1 — зависимость интенсивности линии спектра H для обеих групп точек, 2, 3, 4 — зависимости относительной интенсивности линий B , C и E для точек первой группы; 5, 6 — зависимости относительной интенсивности линий B и C для точек второй группы. *b*: 1–6 — зависимости энергетических положений компонентов аппроксимации линий спектра A – F соответственно для первой группы точек.

зависимости, полученные для каждой из этих четырех групп точек образца, представлены на рис. 4, *a*, *b* и 5, *a*, *b*.

Зависимость *I* на рис. 4, *a* совмещает данные по интенсивности линии *H* для первых двух групп экспериментальных точек и демонстрирует относительное постоянство интенсивности излучения наиболее широкой КЯ₁ при изменении как ее ширины, так и состава. Такой характер этой зависимости иллюстрирует относительную однородность условий рекомбинации фотовозбужденных носителей по площади исследуемого образца и их независимость от встроенной планарной неоднородности слоев. Далее мы будем анализировать относительные значения интенсивности составляющих спектра *S_j*, равные отношению интенсивности *j*-го компонента аппроксимации спектра исследуемой структуры к интенсивности линии *H*, минимизируя таким образом разброс экспериментальных значений интенсивности, инициированный факторами фонового характера [3].

Рис. 4, *a* содержит две группы зависимостей относительной интенсивности составляющих спектра ФЛ от параметра *w*, равного средней ширине КЯ₃, отнесенной к ширине монослоя, для экспериментальных точек первой и второй групп. Средняя ширина КЯ₃ оценивалась, исходя из предположения о возможных отклонениях положения гетерограниц квантовых ям на один монослой в одну и в другую стороны относительно среднего, полагая, что приведенные на рис. 3 параметры наблюдаемого ФЛ излучения КЯ вспомогательной структуры определяют преимущественно широкими их областями [3,19]. Параметр *w* характеризует одновременное изменение ширины КЯ₃ и расстояния между δ -слоями. Зависимости 2, 3 и 4 на рис. 4, *a*, построенные в полулогарифмическом масштабе, отражают изменения относительной интенсивности линий *B*, *C* и *E* для точек первой группы и демонстрируют экспоненциальный рост интенсивности этих составляющих в широком диапазоне значений относительной интенсивности (несколько порядков) при увеличении *w*. С увеличением *w* вид спектра трансформируется с тенденцией к преобладанию низкоэнергетических составляющих (рис. 2, *a*). Высокоэнергетические линии *A* и *B* для точек этой группы перестают быть заметными в связи с более интенсивным ростом линий *C* и *D* уже при значениях *w* = 7, а самая низкоэнергетическая линия *F* проявляется только при *w* > 5 (см. также рис. 4, *b*). Не приведенные на рис. 4, *a* зависимости для линий *A*, *D* и *F* демонстрируют столь же быстрый экспоненциальный рост с некоторой тенденцией к насыщению при больших значениях *w* для линий *D* и *F* аналогично зависимости 3.

Вторая группа точек представлена на рис. 4, *a* кривыми 5 и 6, соответствующими линиям *B* и *C*, которые демонстрируют низкий, почти не меняющийся уровень относительной интенсивности с небольшим преобладанием линии *C*. Только к концу исследованного интервала толщин (*w* > 10) намечается некоторый подъем значений относительной интенсивности всех составляющих

спектра. На рис. 4, *a* приведены не все зависимости для составляющих спектра из соображений наглядности рисунка.

На рис. 4, *b* отражены зависимости энергетических положений компонентов спектра (линий *A*, *B*, *C*, *D*, *E* и *F*) исследуемой структуры для экспериментальных точек первой группы (*y* = 0.13) от параметра ширины *w* (кривые 1, 2, 3, 4, 5 и 6 соответственно). Все линии демонстрируют небольшое равномерное уменьшение их энергетических положений, около 5 мэВ во всем интервале увеличения параметра *w*. Отсутствие экспериментальных значений для линий спектра *D* и *E* в интервале $2 < w < 3.5$ объясняется трудностью получения достаточно хорошей аппроксимации этих компонентов спектра в связи со спектральной близостью в этой области толщин слоев неоднородной структуры интенсивной линии *G* вспомогательной структуры к аппроксимиру-

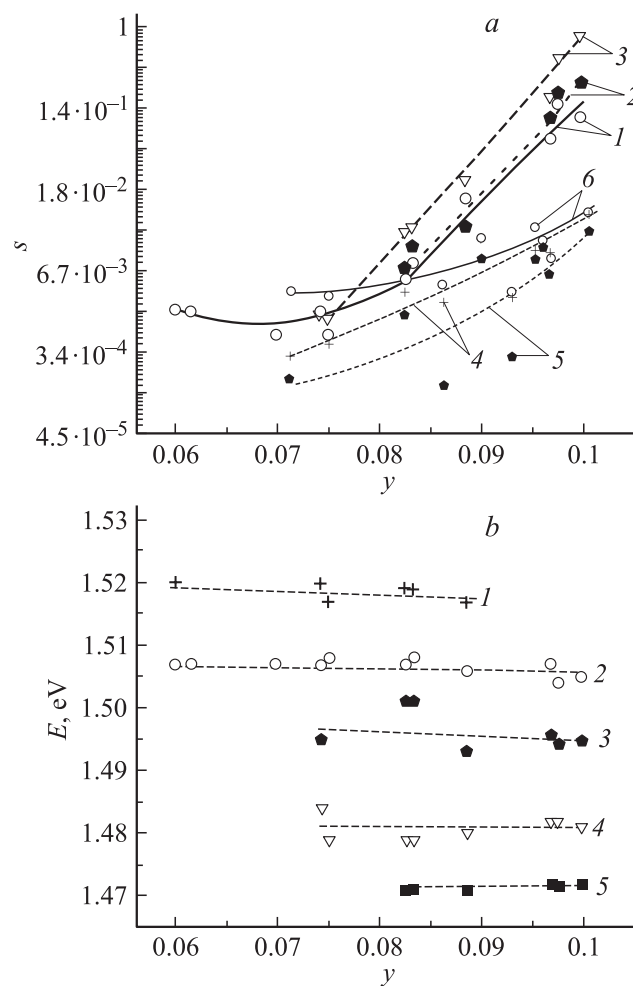


Рис. 5. Зависимости параметров ФЛ от параметра состава у слоя $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ КЯ₃ для 3 и 4 групп точек поверхности планарно-неоднородной структуры. *a*: 1–3 — зависимости относительной интенсивности линий *C*, *D* и *E* для точек третьей группы; 4–6 — зависимости относительной интенсивности линий *B*, *C* и *D* для точек четвертой группы. *b*: 1–5 — зависимости энергетических положений компонентов аппроксимации линий спектра *B–F* для третьей группы точек.

емому спектру. Спектральные положения компонентов аппроксимации для второй группы экспериментальных точек ($y = 0.1$) и их зависимости от w практически такие же, как и для точек первой группы, и поэтому мы их не приводим.

Зависимости интенсивности ФЛ исследуемой структуры от содержания In в КЯ₃ так же, как и зависимости на рис. 4, *a* от параметра ширины w , демонстрируют экспоненциальный рост всех составляющих спектра при увеличении параметра состава y . Это иллюстрируется группой точек 3, для которых на рис. 5, *a* представлены зависимости относительной интенсивности линий спектра *C*, *D* и *E* (кривые 1, 2 и 3) от y ($w \approx 9$). Рост значений относительной интенсивности начинается при $y = 0.08$. При дальнейшем увеличении y относительный вклад каждой линии в общий спектр меняется мало, за исключением линии *B*, которую при $y > 0.09$ не удается идентифицировать в рамках нашей процедуры аппроксимации. Заметим, что по осям абсцисс на рис. 5, *a*, *b* отложены значения y , соответствующие содержанию In в КЯ₃, отличающиеся от значений этого параметра для КЯ₁ и КЯ₂ на рис. 3 и 4.

Для точек четвертой группы, характеризующихся меньшей шириной слоев ($w \approx 4$), представленных на рис. 5, *a* зависимостями 4, 5 и 6 (линии *B*, *C* и *D*), наблюдаются низкие значения относительной интенсивности во всем исследованном интервале значений y , однако имеет место их рост в конце этого интервала. Аналогично ведут себя и другие составляющие спектра (линии *A* и *E*, линия *F* в этой группе точек не наблюдается).

На рис. 5, *b* представлены зависимости энергетических положений линий спектра *B*, *C*, *D*, *E* и *F* для точек третьей группы от y в КЯ₃ (зависимости 1, 2, 3, 4, 5). Все они не обнаруживают заметного изменения энергетического положения линий (в пределах разброса значений) при изменении содержания In в КЯ₃. Аналогично ведут себя зависимости энергетических положений линий спектра от y для точек группы 4 (рисунок мы не приводим). Для них средние энергетические положения линий составляют $E_A = 1.535$, $E_B = 1.524$, $E_C = 1.51$, $E_D = 1.495$, $E_E = 1.486$ эВ. В спектрах этой группы отсутствует линия *F* и присутствует линия *A*.

4. Обсуждение результатов эксперимента

Проведенное нами экспериментальное исследование планарно-неоднородного образца позволило получить значительный объем информации о физических свойствах исследуемой структуры. В первую очередь это данные о непосредственной связи наблюдаемой спектральной структуры в области 1.47–1.54 эВ с системой δ -слой–КЯ₃– δ -слой, поскольку изменение параметров только этой системы за счет встроенной латеральной неоднородности образца существенно (на несколько порядков) изменяет относительную интенсивность всех

составляющих спектральной структуры. Регистрируемые от некоторых точек поверхности образца спектры низкой интенсивности показывают, что эта спектральная структура свободна от интенсивных спектральных проявлений других слоев, в том числе и граничащих с системой δ -слой–КЯ₃– δ -слой объемных слоев GaAs. Мы полагаем, что наблюдаемый, сложный по компонентному составу спектр ФЛ обусловлен рекомбинацией электронов, находящихся в квантово-размерных подзонах δ -слоев n -типа с дырками, генерированными светом в области между δ -слоями.

На рис. 2, *b* приведены спектры ФЛ, записанные в одной точке поверхности при двух, различающихся в 10 раз, уровнях возбуждения I_{ex} : высокий — кривая 1 и низкий — кривая 2. По оси ординат значения интенсивности ФЛ на кривой 2 увеличены в 10 раз, при этом спектр низкой интенсивности полностью совпадает со спектром высокой в спектральной области исследуемой структуры и отличается от последнего в области излучения КЯ₂ вспомогательной структуры. Такая реакция исследуемой структуры на изменение фотовозбуждения отражает, по-видимому, пропорциональное I_{ex} изменение концентрации дырок, рекомбинирующих в системе δ -слой–КЯ₃– δ -слой, в условиях мало изменяющейся высокой концентрации двумерного электронного газа.

Присутствие КЯ₃ в исследуемой структуре создает особые по сравнению с обычной $n-i-n-i$ -структурой условия для рекомбинации дырок, способствуя трансформации спектра ФЛ в многокомпонентную спектральную структуру (рис. 2), больше напоминающую спектр ФЛ структур, содержащих δ -слои p -типа, т.е. структур, в которых сформирован двумерный дырочный газ. Мы полагаем, что присутствие КЯ между δ -слоями стимулирует формирование в ней двумерного дырочного слоя, поскольку создает условия для сбора в КЯ дырок, фоторожденных в пространстве между δ -слоями, где существует электрическое поле ионизированной примеси, увлекающее дырки в КЯ. С существованием двумерного дырочного слоя и локальными нарушениями условий димеризации дырок при изменении параметров исследуемой структуры мы связываем особенности наблюдаемой картины изменения ФЛ.

В этой ситуации относительно высокая интенсивность ФЛ обеспечивается излучательной рекомбинацией двумерных электронов с двумерными дырками. Изменение же чисто двумерного характера движения дырок в КЯ₃, связанное с нарушениями латеральной однородности потенциала, приводит к изменению характера оптических переходов, что проявляется в снижении уровня ФЛ. Экспоненциальное падение интенсивности ФЛ двумерной системы из-за латеральной локализации носителей вследствие влияния рельефа гетерограниц отмечалось ранее для узкой КЯ AlGaAs–GaAs–AlGaAs [3]. Исследуемая в настоящей работе структура демонстрирует, по нашему мнению, столь же сильное влияние на излучательный процесс изменения характера латерального движения дырок. Экспоненциальная зависимость

интенсивности ФЛ от параметров, варьируемых в эксперименте, может в таком случае отражать зависимость статистических распределений параметров флукуационного потенциала от варьируемых параметров.

Изменяя параметры КЯ₃, в частности ее состав (параметр y), можно на несколько порядков изменить интенсивность ФЛ (см. рис. 5, *a*). В таком эксперименте, где изменяется только состав КЯ в не слишком широких пределах ($0.06 < y < 0.1$), трудно ожидать значительного изменения перекрытия волновых функций носителей в перпендикулярном плоскости δ -слоя направлении. Концентрация дырок в КЯ определяется интенсивностью их оптической генерации в области между δ -слоями, поэтому при постоянном уровне возбуждения нельзя связать наблюдаемый на рис. 5, *a* рост интенсивности ФЛ при увеличении y с изменением их концентрации. Нельзя также объяснить экспоненциальный рост интенсивности ФЛ, демонстрируемый зависимостями рис. 4, *a* для экспериментальных точек группы 1, увеличением области генерации носителей, пропорциональным увеличению расстояния между δ -слоями. Следует отметить, что в этом случае перекрытие волновых функций носителей уменьшается вследствие увеличения расстояния между КЯ₃ и δ -слоями. Такую ситуацию можно объяснить, предположив, что не все дырки в КЯ₃ способны одинаково эффективно участвовать в излучательном процессе, и изменение интенсивности ФЛ при изменении параметров КЯ связано с изменением концентрации двумерных дырок, способных эффективно излучательно рекомбинировать, в отличие от дырок, свободное движение которых вдоль слоя модифицируется присутствием флукуационного примесного потенциала. В таком случае изменение содержания In в КЯ₃, а также изменение ее ширины или расстояния до δ -слоев может существенно изменить флукуационный фон в КЯ и, таким образом, повлиять на соотношение концентраций двумерных и локализованных в минимумах примесного потенциала дырок. Увеличение параметра ширины w приводит к экспоненциальному росту интенсивности ФЛ для экспериментальных точек группы 1, одновременно уменьшая степень перекрытия волновых функций электронов в δ -слоях и дырок КЯ₃ в поперечном направлении. Это объясняет наблюдаемые тенденции к насыщению роста кривых интенсивности ФЛ для спектральных линий (C и E на рис. 4, *a*). Для группы точек 3 при изменении только состава материала в КЯ₃, не влияющего столь сильно на перекрытие волновых функций носителей, такого насыщения роста интенсивности ФЛ не наблюдается (см. рис. 5, *a*).

Мы полагаем, что при малых значениях w и y в области КЯ₃ существует достаточно сильный флукуационный потенциал, в латеральных минимумах которого локализуются дырки. В этой ситуации ФЛ определяется рекомбинацией двумерных электронов с локализованными дырками, для которых квантовые числа, определяющие степень локализации и связанные с геометрическими размерами областей локализации, ограничены сверху.

При увеличении w и y роль флукуационного потенциала уменьшается, увеличиваются размеры областей локализации дырок, уровень ограничения квантовых чисел сдвигается вверх. Дальнейшее увеличение этих параметров приводит к фактической делокализации дырок и резкому росту интенсивности ФЛ, который мы связываем с включением в процессы рекомбинации прямых оптических переходов двумерный электрон–двумерная дырка. По-видимому, прекращение роста в спектрах ФЛ интенсивностей высокоэнергетических линий A и B , связанных с более высокими электронными подзонами, на фоне быстро растущих линий C и D (рис. 4, 5) можно объяснить ситуацией, когда значения двумерного квазиимпульса электронов на уровне Ферми для верхних подзон в δ -слое меньше, чем предельные значения квазиимпульса двумерных дырок в области КЯ₃, что и стабилизирует интенсивность прямых переходов из верхних электронных подзон по сравнению с переходами из более низких.

Предположение о присутствии в КЯ₃ слабо рекомбинирующих локализованных дырок позволяет говорить о возможности накопления дырок в КЯ, что в свою очередь должно сказаться на виде поперечного распределения потенциала в структуре, а значит, и на энергиях наблюдаемых оптических переходов. Такое предположение подтверждается полученными нами экспериментальными зависимостями для энергетических положений линий в спектрах ФЛ, представленных на рис. 4, *b* и 5, *b*. Анализ этих зависимостей проводился нами путем самосогласованного расчета поперечного потенциального рельефа структуры δ -слой–КЯ₃– δ -слой и параметров оптических переходов в ней при совместном решении уравнений Пуассона и Шредингера.

Рассмотрим сначала зависимости энергетических положений компонентов спектра от содержания In (от параметра y) в КЯ₃ для группы точек 3. Расчет демонстрирует относительную стабильность энергетических положений электронных квантово-размерных подзон в δ -слое при изменении y . Однако нижняя подзона тяжелых дырок (E_{hh1}) заметно смещается в сторону меньших энергий ($\Delta E_{hh1} \approx 6$ мэВ) при увеличении y (энергия дырки растет в глубь валентной зоны). В этом случае отсутствие тенденции к уменьшению экспериментальных значений энергий оптических переходов (рис. 5, *b*) указывает на существование механизма, стабилизирующего значения энергий E_{hh1} и связанного, по-видимому, с изменением формы поперечной потенциальной ямы для дырок. С такого рода изменением потенциального рельефа под влиянием фотовозбужденных носителей связывают природу ФЛ структур с одиночными δ -легированными слоями p -типа [18,20], когда генерируемые в области δ -слоя электронно-дырочные пары пространственно разделяются электрическим полем ионизированной примеси. При этом фотовозбужденные электроны, вытесняемые этим полем из области δ -слоя, в то же время экранируют его, образуя квазидвумерный слой в соответствии с возникающим в этом случае минимумом поперечного распределения потенциала вблизи δ -слоя.

Эти электроны и участвуют в рекомбинации с двумерным дырочным газом основных носителей [18,20].

В рассматриваемой нами структуре аналогичная деформация потенциала имеет место, по-видимому, еще в большей степени, поскольку накопление неосновных носителей в области KY_3 происходит от двух δ -слоев. Таким образом, приток дырок в KY_3 и их локализация в минимумах флуктуационного примесного потенциала приводит к накоплению положительного заряда, уменьшающего глубину потенциальной ямы между δ -слоями, что в свою очередь проявляется в смещении дырочных подзон в сторону больших энергий и соответственно к увеличению энергии оптических переходов. Стабильность же энергетических положений компонентов спектра ФЛ и их независимость от уровня интенсивности ФЛ свидетельствует о существовании в такой ситуации предела накопления дырок в KY_3 , связанного, вероятно, с нерекombинационным механизмом стока дырок из области КЯ.

Таким механизмом может быть туннельный уход дырок через барьеры легированных слоев, форма которых близка к треугольной, когда накопленный заряд локализованных дырок делает потенциальную яму достаточно мелкой. При этом динамическое равновесие обеспечивается достаточно малым временем туннелирования дырок через потенциальный барьер. Как известно, для барьеров треугольной формы вероятность туннелирования сильно зависит от ширины и высоты барьера и, следовательно, от энергии носителей между барьерами. Это, по-видимому, и определяет стабильность энергетических положений нижних дырочных подзон и соответственно наблюдаемую „энергетическую стабильность“ всей спектральной структуры.

Еще в большей степени такого рода деформация потенциального профиля структуры проявляется, по нашему мнению, в случае изменения параметра ширины w (рис. 4, *b*). Результаты теоретического анализа этой ситуации представлены на рис. 6.

На рис. 6, *a* приведены рассчитанные без учета вклада процессов неравновесной генерации и перераспределения носителей зонные диаграммы исследуемой структуры для двух значений w (двух точек из группы 1). Близко расположенные друг к другу δ -слои при $w = 4$ (рис. 6, *a*, кривые 1) обеспечивают относительно небольшую глубину потенциальной ямы для дырок между δ -слоями. При $w = 9$ (рис. 6, *a*, кривые 2) эта яма значительно углубляется, что приводит к сдвигу дырочных подзон в сторону меньших энергий (на рис. 6 это изменение составляет ~ 70 мэВ при значительно меньшем сдвиге энергий электронных подзон). На экспериментальных зависимостях $E_i(w)$ (рис. 4, *b*) столь сильного соответствующего сдвига энергетических положений линий спектра, однако, не наблюдается. Такое поведение экспериментальных зависимостей можно объяснить сохранением малой глубины потенциальной ямы для дырок вследствие процессов перераспределения дырок и накопления их в KY_3 . Важно отметить, что уровень оптического возбуждения практически не влияет

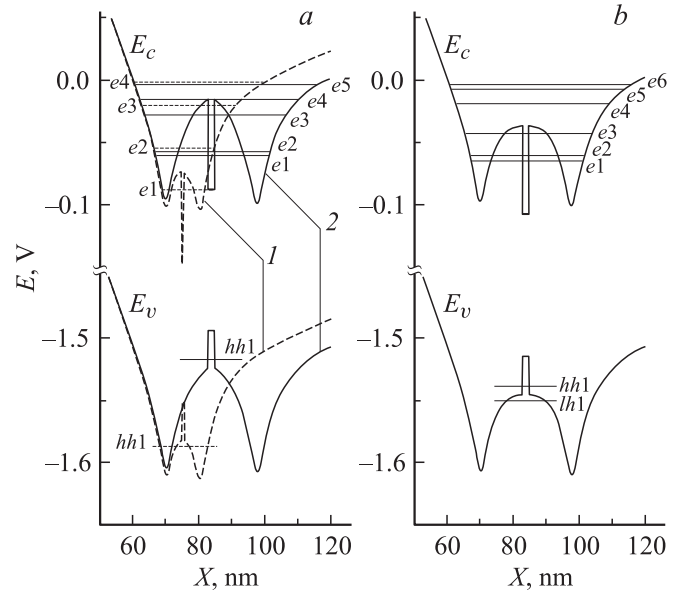


Рис. 6. Рассчитанные потенциальные профили зоны проводимости E_C и валентной зоны E_V исследованной структуры с разными параметрами слоев и положения энергетических уровней квантовых подзон. Энергия отсчитана от уровня Ферми, X — расстояние от поверхности образца. *a* — расчет без дополнительного легирования: 1 — $y = 0.1$, $w = 4$ (номера квантовых подзон обозначены слева от кривой); 2 — $y = 0.1$, $w = 9$ (номера квантовых подзон — справа от кривой); *b* — расчет для $y = 0.1$, $w = 9$ с учетом донорного легирования KY_3 и прилегающих к ней слоев (3 нм) до уровня 10^{18} см^{-3} .

на сформированный с участием локализованных в KY_3 дырок поперечный потенциальный профиль структуры. На рис. 2, *b* (кривые 1, 2) показано полное совпадение конфигураций спектра ФЛ исследуемой структуры, полученных при различающихся в 10 раз уровнях оптического возбуждения. Это означает, что увеличение концентрации носителей, и в частности, дырок, приводящее к десятикратному увеличению интенсивности ФЛ, незначительно изменяет электрический заряд в области KY_3 , т.е. составляет величину, существенно меньшую концентрации локализованных в области KY_3 дырок, формирующих вид потенциала. Таким образом, накопление достаточно большого заряда происходит при значительно меньшей, чем в нашем эксперименте, интенсивности генерационно-рекомбинационного процесса, что еще раз подтверждает нерекombинационный характер механизма, ограничивающего величину этого заряда.

Для проверки высказанных положений мы провели самосогласованный расчет поперечного распределения потенциала и энергетических положений квантово-размерных подзон электронов и дырок для модельной структуры, где заряд локализованных дырок имитировался зарядом ионизированной донорной примеси в KY_3 и прилегающих к ней слоях. При этом свободные электроны обеспечивали соответствующую добавку в 2D электронный газ. На рис. 6, *b* представлены результаты

проведенного расчета для структуры с параметрами $w = 9$, $y = 0.1$ и значениями слоевых концентраций в каждом δ -слое $n_{\delta} = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Легированными до уровня 10^{18} см^{-3} считались также КЯ₃ и прилегающие к ней слои GaAs толщиной 3 нм (общая слоевая концентрация в этих слоях составила $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). При расчетах мы использовали уменьшенную относительно средней ширину КЯ₃ на ширину двух монослоев, что в рамках нашего предположения о неровности гетерограницы соответствует возможности латерального движения рекомбинирующих носителей в КЯ без рассеяния на гетерограницах и определяет в этом смысле эффективную для двумерных носителей ширину КЯ₃. Показанный на рис. 6, *b* рассчитанный потенциальный профиль в области δ -слоев такой структуры демонстрирует значительно меньшую, чем в случае без дополнительного легирования (рис. 6, *a*), глубину потенциальной ямы для дырок и более высокие энергетические положения дырочных подзон. При этом уровень первой подзоны тяжелых дырок расположен в КЯ₃, а ближайший к нему по энергии уровень первой подзоны легких дырок — вне КЯ₃, но в пределах потенциальной ямы, ограниченной потенциальными барьерами нелегированных слоев GaAs и областями δ -слоев. В рамках сделанных предположений можно считать, что этой, более высокоэнергетической подзоной легких дырок и определяется сток неравновесных дырок из области между δ -слоями, ограничивающий положительный заряд дырок в структуре. Следует отметить, что в реальной структуре высота потенциальных барьеров, удерживающих дырки, изменяется в плоскости структуры в соответствии с хаотичным пространственным распределением легирующей примеси δ -слоев. В этой ситуации кинетика стока дырок из пространства между δ -слоями определяется, по-видимому, присутствием в плоскости структуры локальных областей с малой высотой потенциальных барьеров и пространственным распределением этих областей. Поэтому мы ограничились при расчете рассмотрением оптических переходов с участием только первых подзон тяжелых и легких дырок.

В таблице приведены результаты расчета параметров оптических переходов рассматриваемой структуры, для которых рассчитанные значения квадратов интегралов перекрытия волновых функций носителей превышали 10^{-2} . Расчет показывает, что учет положительного заряда центральной КЯ₃ структуры и прилегающих к ней слоев позволяет получить близкий к экспериментальному спектральный диапазон оптических переходов. Кроме того, рассчитанные значения энергии наиболее вероятных оптических переходов (переходов с высокими значениями квадратов интегралов перекрытия) для структуры с $w = 9$, $y = 0.1$ хорошо согласуются с энергетическими положениями наблюдаемых линий спектра. Следует заметить, что переходы в подзону легких дырок из верхних электронных подзон (расчетные значения энергий $E_{e4-lh1} = 1.53$, $E_{e5-lh1} = 1.542$, $E_{e6-lh1} = 1.553$ эВ) также, по-видимому, могут давать

Рассчитанные параметры оптических переходов в структуре с $w = 9$ и $y = 0.1$ и энергетические положения линий экспериментальных спектров (по результатам аппроксимации)

Тип перехода	Энергия перехода, эВ	Квадрат интеграла перекрытия	Обозначение линии спектра	Энергетические положения линий спектра, эВ
Расчет			Эксперимент	
<i>e1-hh1</i>	1.473	$5.12 \cdot 10^{-2}$	<i>F</i> *	1.472–1.478
<i>e2-hh1</i>	1.477	$4.58 \cdot 10^{-2}$		
<i>e1-lh1</i>	1.484	$1.6 \cdot 10^{-1}$	<i>E</i> *	1.481–1.488
<i>e2-lh1</i>	1.489	$1.26 \cdot 10^{-1}$	<i>D</i> ₁	1.49–1.502
<i>e3-hh1</i>	1.495	$6.88 \cdot 10^{-1}$	<i>D</i> *	
<i>e3-lh1</i>	1.507	$6.93 \cdot 10^{-1}$	<i>C</i> *	1.507–1.513
<i>e4-hh1</i>	1.519	$2.05 \cdot 10^{-2}$	<i>B</i>	1.507–1.528
<i>e5-hh1</i>	1.531	$4.46 \cdot 10^{-2}$	<i>A</i>	1.532–1.542
<i>e6-hh1</i>	1.542	$3.39 \cdot 10^{-2}$		

Примечание. * Линии, наблюдаемые экспериментально в спектре структуры с параметрами $w = 9$, $y = 0.1$.

заметный вклад в высокоэнергетическую часть спектра ФЛ, несмотря на низкие ($< 10^{-2}$) расчетные значения квадратов интегралов перекрытия в связи с тем, что в проведенном расчете не учтены возможные локальные изменения формы потенциальной ямы для легких дырок, связанные с флуктуационным потенциалом.

Проведенный анализ показывает, таким образом, что распределение потенциала в структуре с несколькими δ -слоями *n*-типа формируется при существенном влиянии дырок, генерируемых в пространстве между δ -слоями. Эти дырки локализируются в латеральных минимумах флуктуационного потенциала в области между δ -слоями, сглаживая его и создавая положительный заряд в этой области. Присутствие квантовой ямы между δ -слоями способствует формированию двумерного дырочного слоя на фоне достаточно высокой концентрации локализованных дырок. Существование двумерного дырочного газа в пространстве между δ -слоями является одним из главных условий интенсивной межзонной фотолюминесценции из разных квантовых подзон 2D электронного газа.

Наблюдаемое сильное влияние расположенной между δ -слоями КЯ на спектр ФЛ позволяет говорить о том, что в *n-i-n-i*-структурах без КЯ образования двумерного дырочного слоя не происходит. По-видимому, этому препятствует флуктуационный потенциал, связанный с хаотичным распределением легирующей примеси в δ -слоях, ограничивающий латеральное движение дырок. Эффективность КЯ как структуры, формирующей двумерный дырочный слой, зависит от параметров w и y и снижается при их уменьшении вследствие влияния на флуктуации потенциала близости δ -слоев, рельефа гетерограниц КЯ и флуктуаций состава тройного соединения $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Это в свою очередь приводит к экспоненциальному снижению интенсивности ФЛ. Естественно ожидать, что при низких значениях w и y

присутствующий слой $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ влияет тем не менее на характер локализации дырок между δ -слоями, накладывая дополнительные ограничения на их латеральное движение. Вероятно поэтому, при уменьшении „эффективности“ КЯ₃ спектр ФЛ исследуемой структуры ни по интенсивности, ни по спектральному составу не приближается к спектру ФЛ $n-i-n-i$ -структуры, а демонстрирует сильное снижение интенсивности.

Обсуждаемое влияние латеральной локализации неосновных носителей на спектр ФЛ структур с δ -слоями позволяет объяснить особенности ФЛ δ -легированных структур различных типов. Как уже упоминалось, локализация неосновных фотовозбужденных носителей в направлении по нормали к плоскости δ -слоя сопровождается интенсивной ФЛ одиночных δ -слоев p -типа [18,20]. Однако в случае одиночного δ -слоя n -типа аналогичный процесс, как правило, не приводит к различимой даже при гелиевой температуре ФЛ с участием 2D электронного газа. Причину такого качественного различия картин ФЛ связывают с особенностями пространственной локализации носителей, разными для электронов и дырок [21,22]. Эта разница проявляется прежде всего в разной глубине двумерной квантовой ямы для δ -слоев p - и n -типа, а также приводит к существенно различным параметрам пространственных распределений носителей в поперечном по отношению к плоскости δ -слоя направлении для этих двух случаев. Последнее в свою очередь проявляется в различной степени перекрытия волновых функций рекомбинирующих носителей в этом направлении, и в случае δ -слоя n -типа — в меньшей интенсивности ФЛ [21,22]. Однако изменение параметров поперечного пространственного распределения дырок при помощи специально вводимых потенциальных барьеров не изменяет принципиально картину ФЛ δ -слоев n -типа [12–15,20]. Это обстоятельство, по-видимому, означает, что рассмотрение излучательных процессов с учетом одномерного (в поперечном направлении) взаимодействия рекомбинирующих носителей не исчерпывает всех существенных особенностей ФЛ в таких структурах. Асимметрия свойств электронов и дырок по отношению к процессам локализации должна проявляться также в преимущественной латеральной локализации дырок на неоднородностях латерального распределения потенциала.

Проведенные в работе исследования дают основания полагать, что именно процесс латеральной локализации дырок определяет интенсивность ФЛ в структурах с δ -слоями. В δ -слоях p -типа электроны, менее подверженные локализации, в том числе латеральной, по-видимому, образуют вблизи δ -слоя квазидвумерный слой. Одновременно δ -слой p -типа определяет существование двумерного дырочного газа. Такая же ситуация имеет место и в $n-i-p-i$ -структурах. Для этих структур характерна интенсивная ФЛ двумерных носителей [17,18]. В случае δ -слоя n -типа оттесненные электрическим полем дырки локализованы не только в поперечном направлении, но и латерально в минимумах флуктуационного потенциала, что определяет, как уже

отмечалось, иные, худшие условия для их излучательной рекомбинации с двумерным электронным газом. Ограничение поперечного распределения дырок потенциальными барьерами не изменяет принципиально параметров их латеральной локализации, а следовательно, и интенсивности ФЛ. Это и наблюдается экспериментально в структурах с δ -слоями n -типа.

5. Заключение

В рамках спектрально-корреляционного метода исследования полупроводниковых структур с планарно-неоднородными слоями экспериментально исследована при температуре жидкого азота фотолюминесценция структур с двумя легированными δ -слоями n -типа. Внедрение симметрично между этими δ -слоями узкой КЯ InGaAs дало возможность наблюдать интенсивную фотолюминесценцию, связанную с двумерным электронным газом δ -слоев. Спектрально-корреляционный метод позволил изучить на одном образце зависимости интенсивностей линий ФЛ и их энергетических положений от вариации двух параметров — расстояния между δ -слоями и состава тройного соединения InGaAs, существенно влияющих на физические процессы в структуре. Измерены спектры ФЛ двумерного электронного газа δ -слоев n -типа, свободные от интенсивных фоновых составляющих излучения окружающих объемных слоев. Полученные результаты позволяют связать наблюдаемое экспоненциальное увеличение интенсивности ФЛ из области электронного газа δ -слоев с трансформацией дырок из локализованных в плоскости слоя состояний в двумерное. Именно двумерный характер движения дырок, по нашему мнению, является определяющим фактором процесса излучательной рекомбинации в области двумерного электронного газа. Это предположение о локализации дырок в минимумах потенциального рельефа флуктуационного потенциала вблизи δ -слоев позволяет объяснить приведенные в литературе многочисленные результаты исследования ФЛ δ -слоев, демонстрирующие существенное различие спектров ФЛ $n-i-p-i$ -структур, $n-i-n-i$ -структур и одиночных δ -слоев. Обнаружен эффект стабилизации энергетического положения спектральных линий ФЛ, который мы связываем с локализацией дырок в потенциальной яме между δ -слоями. Наличие такой ямы в условиях хаотичного примесного потенциала приводит к накоплению заряда в ней и формированию сглаженного поперечного распределения потенциала в пространстве между δ -слоями, стабилизирующего энергетический спектр дырок. Полученные экспериментальные результаты согласуются с проведенными в работе численными расчетами.

Предположение о латеральной локализации дырок в присутствии примесного потенциала δ -слоев позволяет, таким образом, объяснить все многообразие наблюдаемых нами особенностей ФЛ исследуемой структуры, а также результаты исследования ФЛ в структурах с δ -слоями, ранее отраженные в литературе.

Один из авторов (В.А. Петров) благодарит Российский фонд фундаментальных исследований, грант № 01-02-17450, за частичную поддержку работы.

Список литературы

- [1] Ю.В. Хабаров. Пат. РФ № 2168238 (2001).
- [2] Ю.В. Хабаров. ФТП, **37** (3), 339 (2003).
- [3] Ю.В. Хабаров, В.В. Капаев, В.А. Петров. ФТП, **38** (4), 455 (2004).
- [4] W.M. Zheng, M.P. Halsall, P. Harmer, P. Harrison, M.J. Steer. Appl. Phys. Lett., **84**, 735 (2004).
- [5] S.M. Landi, C.V.-B. Tribuzy, P.L. Souza, R. Butendeich, A.C. Bittencourt, G.E. Marques. Phys. Rev. B, **67**, 085304-1 (2003).
- [6] A. Cavalheiro, E.C.F. da Silva, A.A. Quivi, E.K. Takahashi, S. Martini, M.J. da Silva, E.A. Meneses, J.R. Leite. J. Phys.: Condens. Matter, **15**, 121 (2003).
- [7] E. Ozturk, I. Sokmen. Superlat. Microstruct., **35**, 95 (2004).
- [8] J. Osvald. Physica E, **23**, 147 (2004).
- [9] E. Ozturk, H. Sari, V. Erdun, I. Sokmen. Physica B, **334**, 1 (2003).
- [10] В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин, В.Г. Мокеров, А.П. Сенничкин, А.С. Бугаев, А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, R.T.F. van Scyayjk, A. de Visser. ФТП, **33** (7), 839 (1999).
- [11] J.C.M. Henning, Y.A.R.R. Kessener, P.M. Koenraad, M.R. Leys, W. van Vleuten, J.H. Woller, A.M. Frens. Semicond. Sci. Technol., **6**, 1079 (1991).
- [12] J. Vagner, A. Fischer, K. Ploog. Phys. Rev. B, **42**, 7280 (1990-1).
- [13] А.М. Васильев, П.С. Копьев, М.Ю. Надточий, В.М. Устинов. ФТП, **23** (12), 2133 (1998).
- [14] В.Г. Мокеров, Ю.В. Федоров, А.В. Гук, Ю.В. Хабаров. ДАН, **367** (1), 40 (1998).
- [15] J. Wagner, A. Fischer, K. Ploog. Appl. Phys. Lett., **59** (4), 482 (1991).
- [16] A.C. Maciel, M. Tatham, J.F. Ryan, J.M. Worlok, R.E. Nahori, J.P. Harbison, L.T. Florez. Surf. Sci., **228** (1-3), 251 (1990).
- [17] B. Ullrich, X. Zhang, K. v. Klitzing. Appl. Phys. Lett., **54** (12), 1123 (1989).
- [18] А.М. Gilinsky, K.S. Zhuravlev, D.I. Lubishev, V.P. Migal, V.V. Preobrazhenskii, B.R. Semiagin. Superlatt. Microstruct., **10** (4), 399 (1991).
- [19] Er-Xuan Ping, V. Dalal. J. Appl. Phys., **74** (9), 5349 (1993).
- [20] G.M. Sipahi, R. Enderlein, L.M.R. Solfaro, J.R. Leite, E.C.F. da Silva, A. Levine. Phys. Rev. B, **57**, 9168 (1997).
- [21] R. Enderlein, G.M. Sipahi, L.M.R. Solfaro, J.R. Leite, I.F.I. Diaz. Mater. Sci. Eng. B, **35**, 396 (1995).
- [22] G.M. Sipahi, R. Enderlein, L.M.R. Solfaro, J.R. Leite. Phys. Rev. B, **53**, 9930 (1995).

Редактор Л.В. Беляков

Investigation of the physical phenomena in semiconductor nanostructures using samples with laterally nonuniform layers. Photoluminescence of structures with electron δ -doped layers

Yu.V. Khabarov, V.V. Kapaev, V.A. Petrov⁺, G.B. Galiev*

Institute of UHF Semiconductor Electronics,
Russian Academy of Sciences,
117105 Moscow, Russia

* Lebedev Physics Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

+ Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
101999 Moscow, Russia

Abstract Within the framework of previously proposed the spectral-correlative method investigation of the semiconductor structures with laterally nonuniform layers the photoluminescence (PL) of the structure on basis GaAs with n -type δ -layers at 77 K is investigated. This method has allowed to study on one sample the dependence of the features of observed multicomponent spectrum PL from a variation of two parameters—distances between δ -layers and composition of the narrow quantum well InGaAs taking place between them. The obtained results allow to connect observed exponential increase of the intensity PL from the area of the δ -layers at change these parameters with change of a ratio of the lateral located in minima of the fluctuation potential and free two-dimensional holes. The effect of the stabilization of the energetic position of PL spectral lines which we connect to the localization of the holes in a potential well between δ -layers was found out. The received experimental results coordinated with the numerical calculations carried out in our work.