

ЭКСИТОННАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ В СИСТЕМЕ GaAs/AlGaAs

В. Н. Астратов, Ю. А. Власов

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

(Получена 13 января 1993 г. Принята к печати 15 января 1993 г.)

Исследована низкотемпературная фотолюминесценция квантовых ям, расположенных на малых расстояниях от поверхности структуры, варьируемых в диапазоне 0—500 Å. Толщина барьерного слоя, отделяющего квантовую яму от поверхности, уменьшалась травлением. При толщинах барьера, меньших 300 Å, обнаружен длинноволновый сдвиг (до 12 мЭВ для ямы шириной 50 Å) и тушение (до $1/10^{-4}$) линии фотолюминесценции. Установлены зависимости длинноволнового сдвига от толщины барьера и ширины ямы, а также от интенсивности фотовозбуждения. Показано, что механизм влияния поверхности на фотолюминесценцию квантовых ям определяется квантово-размерным эффектом Штарка, связанным с приповерхностным изгибом зон. Тушение фотолюминесценции объясняется индуцированным электрическим полем, туннелированием носителей из ямы, их дрейфом и безызлучательной рекомбинацией на поверхности. Разработан новый, с высоким разрешением (~ 10 Å), метод измерения распределения поля, использующий квантовую яму (при ее расположении на различных расстояниях от поверхности) в качестве оптического детектора напряженности поля; найдены основные параметры обедненного слоя в барьере в условиях сильного облучения: толщина ~ 500 Å, плотность заряда $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$, изгиб зон ~ 0.35 эВ. Полученные данные существенны для понимания электронных процессов, протекающих в квантовых нитях и точках, полученных травлением планарных структур, в частности, они позволяют объяснить явление тушения фотолюминесценции, наблюдающееся при уменьшении размеров подобных наноструктур влиянием приповерхностных электрических полей.

Введение. Настоящая работа посвящена исследованию фотолюминесценции (ФЛ) приповерхностных квантовых ям (ПКЯ), т. е. ям, отделенных от поверхности полупроводника барьерным слоем столь малой толщины, что поверхность оказывает существенное влияние на спектр электронных состояний, локализованных в яме. Интерес к изучению ПКЯ обусловлен тем, что в настоящее время хорошо изучены оптические свойства обычных квантовых ям, расположенных глубоко в объеме структуры, дано детальное описание положения уровней размерного квантования и экситонных параметров в зависимости от ширины ямы, высоты барьера и других характеристик структуры, а также от внешних полей. Это позволяет связать изменения в спектрах ПКЯ, возникающие при приближении ямы к поверхности, только с влиянием поверхности, а ПКЯ при этом может рассматриваться как своеобразный оптический детектор свойств самой поверхности, а также свойств приповерхностной области полупроводника. Исследование ФЛ ПКЯ, таким образом, позволяет получать информацию о поверхностных состояниях, изгибе зон и других параметрах полупроводниковых структур.

В частном случае, когда приповерхностный барьер отсутствует (случай так называемых «открытых ям»), ФЛ ПКЯ исследовалась в системах InP/GaInP [1] и InGaAs/InP [2]. ФЛ ПКЯ в более общем случае, при варьировании толщины барьера, отделяющего яму от поверхности, изучалась в системе GaAs/AlGaAs [3]. Увеличение толщины барьера от 0 (случай открытой ямы) до 1000 Å осуществлялось последовательным эпитаксиальным наращиванием с одновременным контролем толщины барьера и качества поверхности. При этом измерение

низкотемпературных спектров ФЛ при различной толщине барьера производилось непосредственно внутри ростовой камеры установки молекулярно-пучковой эпитаксии. Таким образом, в [3] было изучено влияние на ФЛ ПКЯ поверхности, полученной в условиях высокого вакуума. В структурах с толщиной барьера, отделяющей яму от поверхности, меньшей 150 Å, был обнаружен длинноволновый сдвиг (до 40 мЭВ) и спад интенсивности (до 1/1000) линии ФЛ ПКЯ. Обнаружено уменьшение длинноволнового сдвига с увеличением ширины ямы (при фиксированной толщине барьера). Малые значения толщины барьера, при которых наблюдалось влияние поверхности на ФЛ ПКЯ, а также характер зависимости длинноволнового сдвига линии от ширины ямы позволили сделать вывод о туннельном характере взаимодействия состояний, локализованных в яме, и поверхностных электронных состояний.

Цель настоящей работы состоит в исследовании механизмов влияния на ФЛ ПКЯ поверхности, полученной в результате травления. В случае травленной поверхности, естественно, реализуется большая плотность поверхностных состояний с иным видом спектра и больший темп поверхностной рекомбинации в сравнении со случаем поверхности, изученным в [3]. Поэтому механизмы влияния поверхности могут быть совершенно иными в исследованном нами случае. Интерес к изучению этих механизмов обусловлен важной ролью, которую они играют в системах с пониженной размерностью (квантовые нити и квантовые точки, полученные неоднородным травлением планарных структур). В этих системах сформированная травлением поверхность находится вблизи квантовых ям, существенно влияя на интенсивность их ФЛ [4, 5].

Получение ПКЯ в данной работе основано на травлении верхнего слоя в планарных структурах, содержащих ямы различной ширины, и приближении поверхности к ямам. Для увеличения квантового выхода ФЛ образцы после травления покрывались слоем $\text{Na}_2\text{S} \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ по методике [6].

При травлении барьерного слоя наблюдался длинноволновый сдвиг (до 12 мЭВ для ямы шириной 50 Å) и спад интенсивности (до 1/10 000) линии ФЛ ПКЯ. Толщины барьерного слоя, при которых наблюдалось влияние поверхности, оказались в несколько раз больше (300 Å и более), чем в случае поверхности, полученной в высоком вакууме и исследованной ранее [3]. Установлены зависимости длинноволнового сдвига линии от толщины барьера и ширины ямы, а также от интенсивности фотовозбуждения. Показано, что механизм влияния поверхности на ФЛ квантовых ям определяется квантово-размерным эффектом Штарка, связанным с приповерхностным изгибом зон. Тушение ФЛ объясняется туннелированием носителей из ПКЯ, индуцированным электрическим полем. С помощью расчета, основанного на теории квантово-размерного эффекта Штарка [7], определены основные параметры, характеризующие экранирование электрического поля в приповерхностной области полупроводника в условиях облучения: изгиб зон, величина поверхностного поля, глубина обедненного слоя и плотность объемного заряда.

1. Методика эксперимента и результаты

Исследуемая структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на полуизолирующей подложке GaAs ориентации (100). Остаточный уровень легирования структуры составлял 10^{15} — 10^{16} см⁻³. Структура содержала набор ям GaAs различной ширины (от 8.5 до 150 Å), разделенных барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 200 Å, причем ширина ям уменьшалась в направлении роста структуры (рис. 1, а). Ближайшая от поверхности яма была отделена от нее барьером толщиной 220 нм. Уменьшение расстояния от ям до поверхности осуществлялось травлением в $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ (1 : 8 : 500), скорость травления составляла $V_c = 14$ Å/с. Глубина травления определялась

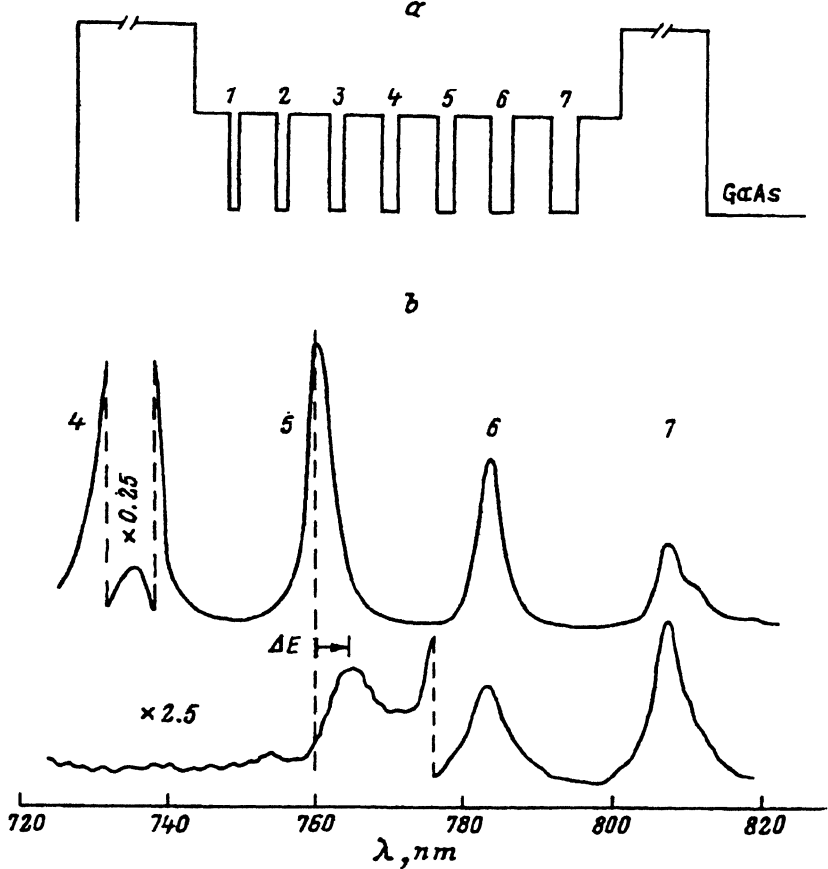


Рис. 1. *a* — зона проводимости выращенной структуры с набором квантовых ям различной ширины; номера соответствуют последовательному расположению ям от поверхности в глубину образца; ширина ямы, Å: 1 — 8, 2 — 18, 3 — 22, 4 — 33, 5 — 47, 6 — 70, 7 — 150. *b* — спектры низкотемпературной ФЛ структуры до (верхний спектр) и после (нижний спектр) травления при $t_e = 230$ с; $T = 1.8$ К; интенсивность возбуждения 100 Вт/см^2 , $\lambda = 488$ нм; цифры у максимумов соответствуют номерам квантовых ям.

временем травления t_e и варьировалась в разных опытах. После травления образцы промывались в дистиллированной воде и погружались в 1М раствор Na_2S . После вынимания образцов из раствора и высушивания на поверхности образовывалась тонкая поликристаллическая пленка $\text{Na}_2\text{S} \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ толщиной ~ 1 мкм. Такая процедура приводит, как было показано в [6], к уменьшению скорости поверхностной рекомбинации и увеличению интенсивности ФЛ. Низкотемпературная ($T = 1.8$ К) ФЛ возбуждалась сфокусированным излучением Ag^+ -лазера: длина волны 488 нм, интенсивность 100 Вт/см^2 . Для регистрации стационарных спектров ФЛ с разрешением 3 \AA использовались двойной монохроматор ДФС-12 и стандартная аппаратура счета фотонов.

Типичный спектр ФЛ нетравленной структуры, содержащий набор линий, соответствующий ямам разной ширины, представлен на рис. 1, *b*. В спектре ФЛ каждой ямы доминирует экситонное излучение, связанное с размерно-квантованными основными состояниями электронов и тяжелых дырок. Полуширина линии ФЛ (10 мэВ для узких ям и 3—5 мэВ для широких) свидетельствует о наличии островковых флуктуаций ширины квантовой ямы. При перемещении

лазерного пятна на поверхности структуры наблюдалось плавное смещение всех линий ФЛ, связанное с изменением ширины ям (более подробно эта неоднородность обсуждается далее). Плавность (непрерывность) этого смещения объясняется тем, что в исследуемых структурах размеры островковых флуктуаций были много меньше диаметра экситона и, следовательно, локализация экситонов в этих островках не проявлялась [8]. Стоксов сдвиг линий ФЛ относительно соответствующих резонансов в спектре отражения, снятого по методике [9], был существенно меньше полуширины линии ФЛ, что также говорит об отсутствии локализации.

Травление образцов приводило к появлению целого ряда изменений в спектрах. При временах травления $t_e < 135$ с спектры ФЛ идентичны спектрам нетравленных образцов. При увеличении t_e в спектре последовательно пропадают линии сначала от самых узких, а затем от все более широких ям, что, естественно, объясняется стравливанием соответствующих ям, причем положение поверхности, полученное в результате травления, хорошо согласуется с указанным выше значением скорости травления. На рис. 1, *b* приведен спектр ФЛ для случая $t_e = 230$ с, когда поверхность оказывается вблизи ямы 5 (~ 47 Å) (ФЛ от более узких ям отсутствует), снятый в той же точке на образце, что и спектр 1, *a*. Видно, что по мере приближения поверхности к яме, происходит тушение соответствующей линии ФЛ, кроме того появляется и увеличивается длинноволновый сдвиг максимума этой линии. В некоторых случаях наблюдался длинноволновый сдвиг линии ФЛ не только ближайшей к поверхности, но и следующей за ней ямы. При этом линии ФЛ более широких ям, расположенных дальше от поверхности, как правило, сохраняют неизменное положение.

Для детального изучения наблюдавшегося длинноволнового сдвига и тушения интенсивности ФЛ ПКЯ был разработан способ получения образцов, в которых плавно в широких пределах варьировалось расстояние от ямы до поверхности. Напомним, что выращенная структура была сильно неоднородна — измеряемые по положению линий ФЛ ширины ям плавно менялись при продвижении лазерного пятна по поверхности структуры (вдоль некоторых направлений градиент ширины достигал 3%/мм). При этом относительное изменение ширины для всех ям было одинаковым, что связано с различной скоростью роста эпитаксиальных слоев в различных точках плоскости подложки. Неоднородная скорость роста могла быть вызвана как градиентом температуры подложки, так и наклонным расположением источников молекулярных пучков относительно подложки. В связи с этим естественно предположить, что такое же относительное изменение претерпевали и толщины барьерных слоев. Следовательно, исследуемая структура имела вид клина, как это схематически показано на рис. 2. В процессе травления поверхность продвигается в глубь образца плоскопараллельным переносом. Таким образом, травлением мы получали образцы, в которых плавно в широких пределах изменялось расстояние от ПКЯ до поверхности. Отметим, что в разных точках вблизи поверхности оказываются ямы разной ширины и имеются места «выхода» ям на поверхность. Такая геометрия образцов позволяет предложить метод оценки расстояния от ПКЯ до поверхности непосредственно из спектральных измерений.

Разработанный нами метод оценки расстояния от ПКЯ до поверхности основан на учете положения максимумов линий в спектре ФЛ, происходящих от ям, расположенных достаточно далеко от поверхности и не затронутых ее влиянием. По положению этих линий рассчитывалась ширина соответствующей ямы L_z , причем использовались параметры GaAs/AlGaAs из [10] (см. п. 2 настоящей работы) и энергия связи экситона, зависящая от ширины ямы, из [11]. Из сопоставления спектров, полученных от различных точек образца при движении лазерного пятна вдоль выбранного направления (рис. 3,

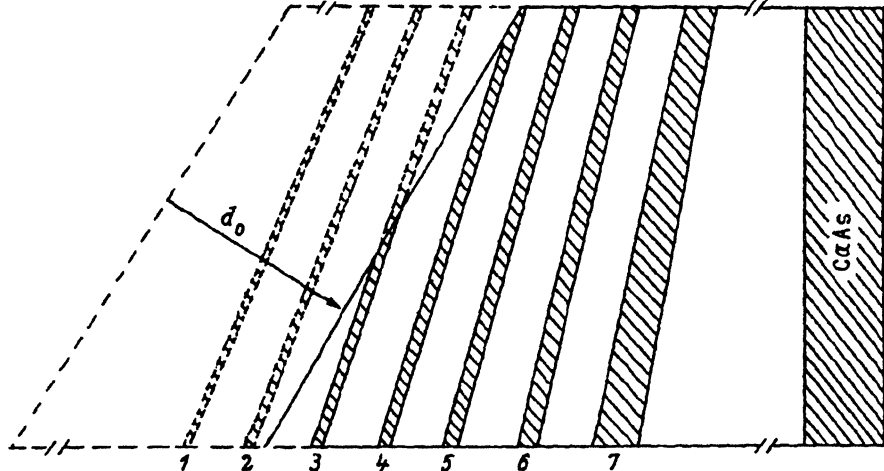


Рис. 2. Схематическое изображение исследуемой структуры. Стравленная часть структуры изображена штриховыми линиями. Размер по вертикали соответствует ~ 1 см, размер по горизонтали значительно меньше (расстояние между ямами ~ 200 Å). 1—7 — то же, что и на рис. 1.

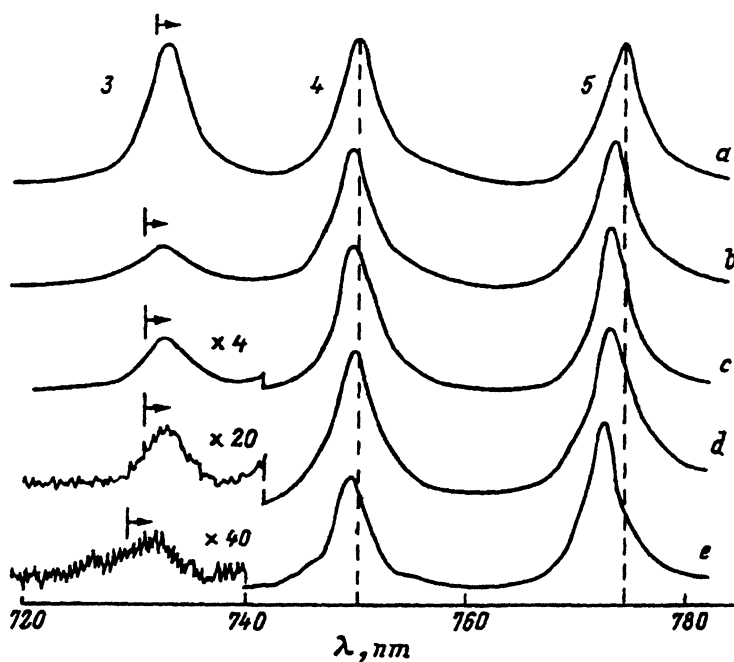


Рис. 3. Спектры низкотемпературной ФЛ структуры с набором квантовых ям, полученные в нескольких точках *a*—*e* поверхности образца при последовательном перемещении лазерного пятна от точки *a* к точке *e* в некотором фиксированном направлении. $T = 1.8$ К, интенсивность возбуждения 100 Вт/см^2 , $\lambda = 488$ нм. Расстояние между точками *a* и *e* 2 мм. Приведена область спектра, соответствующая излучению ям 3—5 (номера у линий ФЛ). Рассчитанные расстояния от поверхности до ПКЯ 3; *d*, Å: *a* — 100, *b* — 65, *c* — 47, *d* — 27, *e* — 0. Стрелками показан длинноволновый сдвиг ФЛ ПКЯ ΔE .

пектры $a-e$), определяется относительное изменение ширины таких ям $\Delta L_z/L_z$ (например, из данных рис. 3 величина $\Delta L_z/L_z$ может быть рассчитана по положению линии, возникающей от ямы 5). Из геометрических соображений нетрудно показать, что изменение расстояния от ПКЯ до поверхности для различных точек равно: $\Delta d = d_0 \cdot \Delta L_z/L_z$, где $d_0 = V_e \cdot t_e$ — глубина травления. Изменение расстояния до поверхности Δd для различных точек измерялось с высокой точностью, $\sim 10 \text{ \AA}$. Что касается самой величины расстояния до поверхности d , то она находилась с учетом Δd с точностью до константы, определяемой выбором нуля отсчета. В качестве точки с нулевым расстоянием до поверхности выбирался спектр, где интенсивности ФЛ ПКЯ падала до значений $\sim 10^{-3}-10^{-4}$ от интенсивности этой же ямы, не затронутой влиянием поверхности (рис. 3, спектр e). По нашим оценкам систематическая погрешность определения d , связанная с выбором нуля, не превосходила 20 \AA .

Наряду с оценкой величины d мы также находили длинноволновый сдвиг ΔE линии ПКЯ, появляющийся при уменьшении d . Величина ΔE определялась как разность наблюдаемого положения в спектре линии ФЛ ПКЯ и ее положения, измеренного в той же точке перед травлением образца. Попадание в одну и ту же точку образца при регистрации спектров до и после травления контролировалось по совпадению положений сразу нескольких линий ФЛ, происходящих от ям, расположенных достаточно далеко от поверхности ($> 500 \text{ \AA}$) и не затронутых ее влиянием. В тех случаях, когда точки измерения до и после травления не совпадали, при нахождении ΔE учитывалось относительное изменение ширины ямы $\Delta L_z/L_z$ в этих двух точках.

Экспериментальные зависимости величины длинноволнового сдвига ΔE и относительной интенсивности ФЛ I_r от расстояния до поверхности, вычисленного указанным выше способом, приведены на рис. 4, a, b соответственно. Интенсивность линии ФЛ ПКЯ нормировалась на интенсивность линии ФЛ самой широкой ямы 7, наиболее удаленной от поверхности и не затронутой ее влиянием. Показаны 3 случая, отличающиеся тем, что вблизи поверхности расположены ямы разной ширины. Каждый из этих случаев мы в дальнейшем будем характеризовать средним значением ширины ПКЯ, составляющим соответственно 30, 38 и 47 \AA . В действительности при движении лазерного пятна по структуре, естественно, изменялась и ширина ПКЯ, однако диапазон этого изменения для данных, приведенных на рис. 4, был невелик и составлял: для ямы 3 30.6—31.3 \AA , для ямы 4 36.9—40.1 \AA и для ямы 5 45.8—48.2 \AA .

Отметим следующие особенности экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 4.

1) Влияние поверхности проявляется уже на достаточно больших расстояниях, $d \approx 300 \text{ \AA}$, при этом наблюдается длинноволновый сдвиг и гашение линии ФЛ не только ближайшей к поверхности ямы, но и следующей за ней. Заметим, что при уменьшении интенсивности фотовозбуждения до уровня $\sim 4 \text{ Вт/см}^2$ наблюдался длинноволновый сдвиг и тушение линий ФЛ ям, расположенных на еще больших расстояниях ($\sim 600 \text{ \AA}$).

2) Характерные расстояния ($d \approx 300 \text{ \AA}$), при которых поверхность уже заметно воздействует на ФЛ ПКЯ, одинаково проявляются как в длинноволновом сдвиге ΔE , так и в эффекте тушения ФЛ.

3) Сдвиг и тушение ФЛ монотонно увеличиваются при уменьшении d , достигая для ямы 47 \AA величин 12 мэВ и 1/1000 соответственно. При малых расстояниях, $d < 100 \text{ \AA}$, падение интенсивности ФЛ ПКЯ резко усиливается и характер падения близок к экспоненциальному.

4) Длинноволновый сдвиг линии ФЛ ПКЯ растет с увеличением ширины ямы.

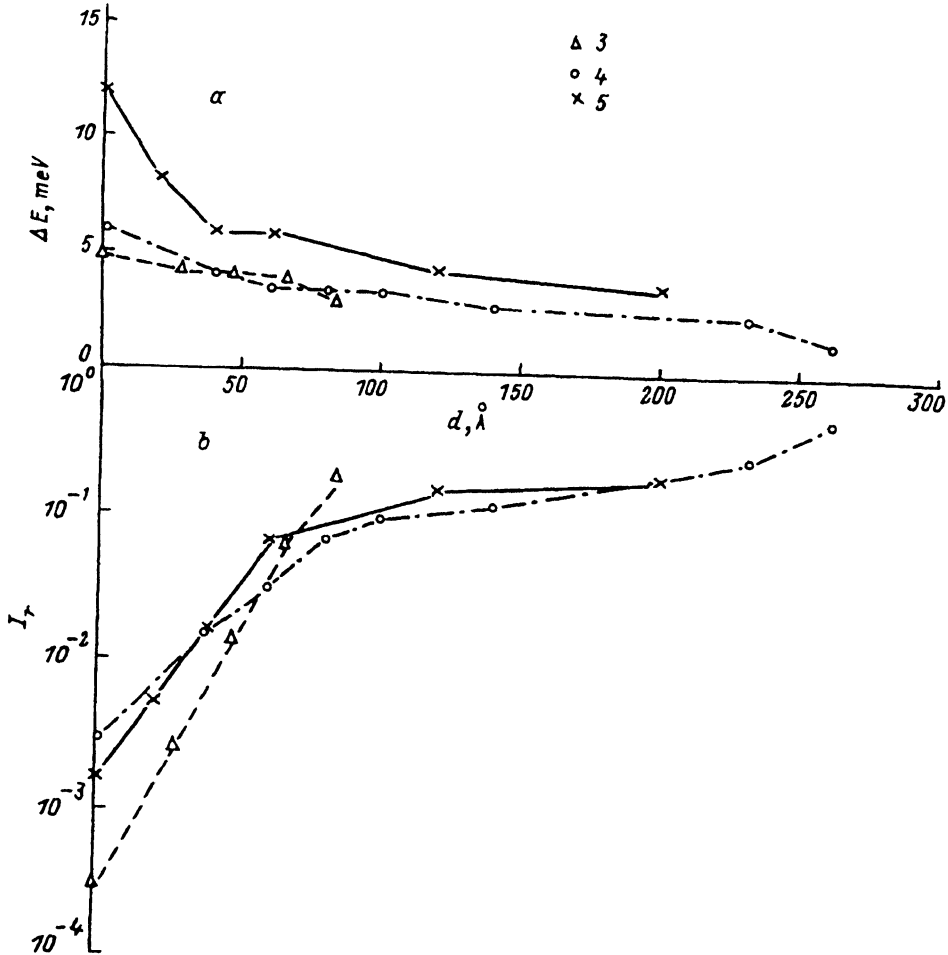


Рис. 4. Экспериментальные зависимости величины длинноволнового сдвига ΔE (а) и относительной интенсивности ФЛ I_r (б) от расстояния между ПКЯ и поверхностью для ПКЯ 3–5. Средняя ширина ПКЯ, \AA : 3 – 30, 4 – 38, 5 – 47.

2. Обсуждение результатов

Остановимся прежде всего на возможных причинах наблюдаемого длинноволнового сдвига ФЛ КПЯ. Наиболее естественно связать его появление с изменением положения уровней размерного квантования в яме. Это изменение может объясняться различными механизмами: приповерхностным изгибом зон полупроводника и связанным с ним квантово-размерным эффектом Штарка, а также процессами туннельного взаимодействия состояний, локализованных в яме, и поверхностных электронных состояний [3]. Заметим, что наряду с этими механизмами на положение уровней в ПКЯ может оказывать определенное воздействие скачок потенциала на поверхности, определяемый работой выхода в окружающую полупроводник среду. Однако этот фактор приводит к коротковолновому сдвигу линии ФЛ [2] и существен только в случае очень низкой плотности поверхностных состояний, поэтому мы не будем учитывать его в данной работе. Следует иметь также в виду возможность влияния поверхности

непосредственно на экситонные параметры. Так, длинноволновый сдвиг линии ФЛ возможен при увеличении энергии связи квазидвумерных экситонов, в частности при учете проникновения электрического поля экситона в окружающую среду с меньшим значением диэлектрической постоянной [12].

Не останавливаясь здесь на подробном обсуждении всех этих механизмов, отметим, что они приводят к различным пространственным масштабам, описывающим взаимодействие с поверхностью. Так, для экситонных механизмов это расстояние порядка радиуса экситона, который при учете размерного квантования не превышает $\sim 100 \text{ \AA}$. Для механизмов, учитывающих процессы туннелирования, также типичны малые расстояния ($\leq 100 \text{ \AA}$). Значительно большие расстояния возникают, если рассматривать механизм, учитывающий существование приповерхностного электрического поля и связанного с ним эффекта Штарка. В этом случае влияние поверхности простирается на расстояния порядка толщины обедненного слоя

$$W = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0\varphi_S}{eN} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, φ_S — изгиб зон, N — концентрация ионизованных центров. В отсутствие фотовозбуждения это расстояние может быть оценено как $W \sim 1 \text{ мкм}$ при использовании значений $\varphi_S = 0.9 \text{ эВ}$ [13] и $N \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При облучении полупроводника величина W может уменьшаться вследствие уменьшения φ_S [14], а также вследствие оптической перезарядки центров. Тем не менее величина W даже при облучении остается значительной (сотни \AA и более [14]), существенно превышая расстояния, на которых проявляются туннельные и экситонные механизмы.

В наших экспериментах влияние поверхности обнаруживается на значительных расстояниях (рис. 4), что позволяет предположить доминирование механизма, основанного на учете изгиба зон и квантово-размерного эффекта Штарка. Это предположение подтверждается наблюдением другого явления, характерного для эффекта Штарка, — увеличения длинноволнового сдвига при увеличении ширины квантовой ямы (рис. 4, а).¹ Отметим, что картина тушения линий ФЛ (рис. 4, б) также подтверждает высказанное предположение, поскольку тушение начинает наблюдаться при достаточно больших расстояниях (300 \AA и более), что может быть объяснено влиянием приповерхностного электрического поля. Таким образом, по нашему мнению, основные особенности ФЛ ПКЯ свидетельствуют об определяющей роли квантово-размерного эффекта Штарка, обусловленного существованием электрического поля вблизи поверхности полупроводника.

В рамках этого механизма данные по наблюдению длинноволнового сдвига были использованы нами для нахождения распределения поля. Для этого были проведены основанные на результатах теории [7] расчеты величины поля $F(d)$ как функции сдвига $\Delta E(d)$. Использован следующий набор параметров (см. [10]): разрыв зон GaAs/Al_xGa_{1-x}As — 60/40, $x = 0.30$, для GaAs $m_c = 0.671m_0$, $m_b = 0.321m_0$, для AlGaAs $m_c = 0.084m_0$, $m_b = 0.4m_0$. Эти расчеты позволили сопоставить распределение поля в трех различных ситуациях, различающихся средней шириной ПКЯ: ~ 30 , ~ 38 и $\sim 47 \text{ \AA}$ (рис. 5). В расчетах учитывалось изменение ширины ПКЯ при изменении расстояния d . Обращает на себя внимание хорошее (в пределах погрешности) совпадение рассчитанных распределений поля, что подтверждает правильность установленной модели. Найденное усреднением

¹ Напомним, что при исследовании влияния поверхности, полученной в высоком вакууме [3], характерные расстояния взаимодействия оказались достаточно малы ($\sim 150 \text{ \AA}$), а длинноволновый сдвиг уменьшался с увеличением ширины квантовой ямы, что привело к выводу о туннельном механизме взаимодействия.

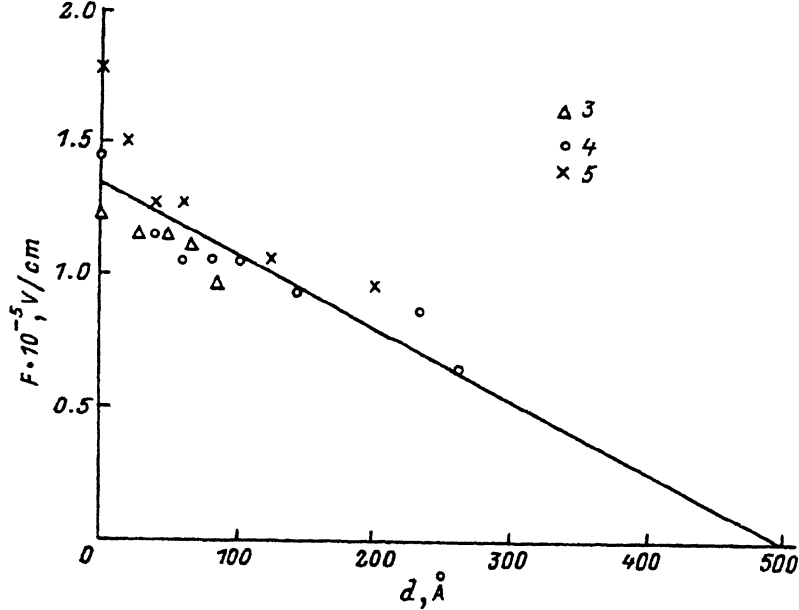


Рис. 5. Результаты расчета распределения поля $F(d)$ вблизи поверхности структуры для ПКЯ 3—5. Средняя ширина ПКЯ, Å: 3 — 30, 4 — 38, 5 — 47. Прямая линия — результат усреднения методом наименьших квадратов по всем точкам.

распределение поля близко к линейному спаду, характерному для случая обеднения приповерхностного слоя полупроводника основными носителями с характерной толщиной обедненного слоя $W \sim 500$ Å. Соответствующая величина изгиба зон составляет $\varphi_s = 0.35$ эВ, что говорит об уменьшении изгиба зон при облучении по сравнению с темновым случаем. Подобное «выполаживание» зон при облучении наблюдалось ранее в GaAs при измерении поверхностной проводимости [14]. Концентрация объемного заряда в обедненном слое, рассчитанная по формуле (1), оказалась равной $N \sim 10^{17}$ см⁻³, что существенно превышает уровень легирования исследованных образцов мелкими примесями $\sim 10^{15} - 10^{16}$ см⁻³. Последнее обстоятельство, по-видимому, связано с процессами оптической перезарядки глубоких центров, проявляющимися при высокой интенсивности фотовозбуждения [15]. Это объяснение качественно подтверждается тем, что при уменьшении интенсивности фотовозбуждения до уровня ~ 4 Вт/см² величина N уменьшалась (примерно в 2 раза).

Рассмотрим теперь возможные механизмы тушения ФЛ, наблюдавшегося при приближении поверхности к квантовым ямам различной ширины (рис. 4, б). Как уже отмечалось, большое расстояние (~ 300 Å и более), при котором наблюдается спад интенсивности, говорит о том, что тушение вызывается воздействием электрического поля. Изучению индуцированного электрическим полем тушения ФЛ квантовых ям в настоящее время посвящено достаточно большое количество работ (см., например, [16, 17]). В этих работах к структуре с квантовыми ямами обычно прикладывалось внешнее электрическое поле, для чего использовались блокирующие контакты или применялась $p-i-n$ -структура (ямы в i -области). Показано [16], что для широких ям (> 100 Å) основным механизмом тушения является поляризация волновых функций электронов и дырок вблизи противоположных стенок ямы, приводящая к уменьшению силы осциллятора экситонного перехода, росту излучательного времени жизни и проявлению безызлучательных процессов. В случае относительно узких ям (к ко-

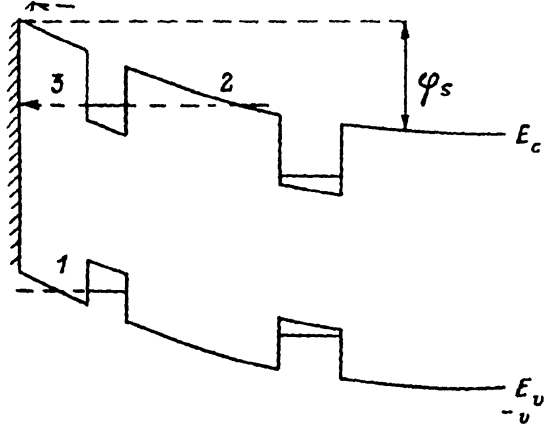


Рис. 6. Энергетическая зонная диаграмма. Показаны квантовые ямы в области приповерхностного изгиба зон полупроводника. Стрелками показаны процессы туннелирования носителей заряда из ямы: 1 — дырок в барьер, 2 — электронов в барьер, 3 — электронов к состояниям на поверхности.

торым относятся исследованные в настоящей работе ямы шириной 30—50 Å) тушение обусловлено другой причиной — доминируют процессы туннелирования носителей из ям с последующей их безызлучательной рекомбинацией в барьере или на поверхности. Этот вывод был обоснован прямыми экспериментами [17], в которых наблюдалось увеличение фотопроводимости структуры с квантовыми ямами, коррелирующее с тушением ФЛ.

Отметим, что наблюдаемый в наших опытах эффект (тушение ФЛ в 10 раз в поле 10^5 В/см) по порядку величины согласуется с данными [17]. Учитывая, что все основные параметры (ширины ям, состав) структур, полученных методом МПЭ, в нашей работе аналогичны данным [17], можно предположить, что процессы туннелирования носителей из ямы должны играть существенную роль при объяснении тушения ФЛ в наших опытах.

Мы предлагаем следующий механизм наблюдаемого эффекта (на примере материала *n*-типа проводимости). Фотоиндуцированные носители захватываются в квантовые ямы, в том числе и в ПКЯ, где они излучательно рекомбинируют. Приповерхностный изгиб зон вызывает «перекашивание» потенциала ПКЯ (рис. 6), что делает возможным туннелирование носителей из ямы — соответствующие процессы показаны стрелками 1 и 2 на рис. 6. Вероятность такого туннелирования пропорциональна $\exp(-m^{1/2} \cdot \Phi^{3/2} / F)$ [17], где m — эффективная масса носителя заряда, Φ — разность между высотой барьера и уровнем размерного квантования, F — электрическое поле в барьере. Наиболее вероятным процессом при этом является туннелирование дырок в барьер — процесс 1. Протуннелировавшие из ПКЯ в барьер дырки, а также дырки, фотоиндуцированные в барьере, притягиваются к поверхности электрическим полем, что приводит к уменьшению плотности поверхностного заряда и к уменьшению величины изгиба зон φ_s .² Уменьшение φ_s вызывает увеличение диффузионного потока электронов к поверхности, причем в стационарном состоянии поток электронов компенсируется потоком дырок, безызлучательно рекомбинирующих с электронами на поверхности. Таким образом, интенсивность излучательной рекомбинации в квантовой яме падает — происходит тушение ФЛ, а интенсивность безызлучательной рекомбинации на поверхности растет.

² Заметим, что достаточно полное теоретическое описание подобной ситуации, связанной с понижением φ_s при облучении полупроводника, для более простого случая, когда квантовые ямы отсутствуют, дано в [18].

Заметим, что наряду с предложенным выше механизмом, который, по-видимому, играет основную роль в наших опытах, возможны также другие причины тушения ФЛ. Так, темп захвата электронов в квантовую яму должен падать при уменьшении расстояния до поверхности вследствие обеднения приповерхностного слоя (толщиной W) основными носителями. Кроме того, при малых расстояниях от ямы до поверхности ($\leq 100 \text{ \AA}$) резко возрастает вероятность процессов туннелирования носителей из ям к безызлучательным центрам на поверхности — процесс, показанный стрелкой 3 на рис. 6. Возможно, что именно такое туннельное взаимодействие с поверхностными состояниями объясняет усиление спада интенсивности ФЛ ПКЯ, наблюдавшееся при малых d (рис. 4, б).

Заключение. При исследовании влияния поверхности, полученной в результате травления и покрытия Na_2S , на низкотемпературную экситонную ФЛ ПКЯ обнаружен длинноволновый сдвиг и тушение линии ФЛ. Установлены зависимости этих эффектов от толщины приповерхностного барьерного слоя, ширины квантовой ямы и интенсивности фотовозбуждения. Анализ экспериментальных данных позволил построить модель, основанную на квантово-размерном эффекте Штарка, связанном с изгибом зон. В результате проведенных исследований разработан новый, с высоким разрешением ($\sim 10 \text{ \AA}$), метод измерения распределения поля в приконтактной области полупроводниковых структур, использующий в качестве оптического датчика напряженности поля квантовую яму, расположенную на варьируемом расстоянии от поверхности. Преимуществом разработанного метода перед другими оптическими методами, такими как фотоотражение [19] и комбинационное рассеяние света [20], является высокая локальность измерений напряженности поля, определяемая размерами детектора — шириной квантовой ямы порядка нескольких десятков ангстрем. Установлены все основные параметры, характеризующие экранирование поля в условиях облучения: изгиб зон, толщина обедненного слоя, концентрация объемного заряда.

Полученные данные, по нашему мнению, важны для понимания электронных процессов, протекающих в квантовых нитях и точках, полученных травлением планарных структур. В частности, они позволяют объяснить тушение ФЛ, наблюдающееся при уменьшении размеров наноструктур до $\sim 1000 \text{ \AA}$ и менее [5], влиянием приповерхностных электрических полей. Действительно, полученная травлением поверхность в этих объектах обычно проходит перпендикулярно плоскости ямы, непосредственно контактируя с ней. Наши данные говорят о том, что в этом случае в условиях облучения следует ожидать появления сильных (10^4 — 10^5 В/см) поперечных, т. е. действующих в плоскости ямы, электрических полей. Такие поперечные поля, как известно [21], могут вызывать эффективное гашение ФЛ.

В заключение мы хотим выразить благодарность А. А. Каплянскому за поддержку настоящей работы и полезные обсуждения, Е. Л. Ивченко, В. П. Кочерешко и Р. А. Сурису за ценные советы и интересные замечания, а также В. П. Евтихиеву за предоставленные структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] R. M. Cohen, M. Kitamura, Z. M. Fang. Appl. Phys. Lett., 50, 1675 (1987).
- [2] E. Yablonowitch, H. M. Cox, T. J. Gmitter. Appl. Phys. Lett., 52, 1002 (1988).
- [3] J. M. Moison, K. Elcess, F. Houzay, J. Y. Marzin, J. M. Gerard, F. Barthe, M. Bensoussan. Phys. Rev. B, 41, 12945 (1990); F. Houzay, J. M. Moison, K. Elcess, F. Barthe. Superlatt. Microstruct., 9, 507 (1991).
- [4] S. P. Beamont. In: Nanostructure Physics and Fabrication (ed. by M. A. Reed, W. P. Kirk), 77. USA (1989).
- [5] C. Weisbuch, C. M. Sotomayor-Torres, H. Benisty. In: Nanostructures and Mesoscopic Systems (ed. by M. A. Reed, W. P. Kirk), 471. USA. (1992).
- [6] E. Yablonowitch, G. J. Sandroff, R. Bhat, T. J. Gmitter. Appl. Phys. Lett., 51, 439 (1987); H. Hasegawa, H. Ishii, T. Sawada, T. Saitoh, S. Konishi, H. Ohno. J. Vac. Sci. Techn. B, 6, 1184 (1988).

- [7] G. Bastard, E. E. Mendez, L. Esaki. Phys. Rev. B, 28, 3241 (1983).
- [8] T. Hayakawa, T. Suyama, K. Takanashi, M. Kondo, S. Yamamoto, S. Yano, T. Hijikata. Surf. Sci., 174, 76 (1986).
- [9] Е. Л. Ивченко, П. С. Копьев, В. П. Кочерешко, И. Н. Уральцев, Д. Р. Яковлев, С. В. Иванов, Б. Я. Мельцер, М. А. Калигиевский. ФТП, 22, 784 (1988).
- [10] R. M. Cohen, Z. M. Fang. J. Appl. Phys., 65, 612 (1989).
- [11] E. S. Coteles, J. Y. Chi. Phys. Rev. B, 37, 6332 (1988).
- [12] L. V. Keldysh. Superlatt. Microstruct., 4, 637 (1988).
- [13] H. H. Weider. J. Vac. Sci. Techn., 17, 1009 (1980).
- [14] E. Yablonowitch, B. J. Skromme, R. Bhat, J. P. Harbison, T. J. Gmitter. Appl. Phys. Lett., 54, 555 (1989).
- [15] Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел, 558. М. (1962).
- [16] L. Viña, E. E. Mendez, W. I. Wang, L. L. Chang, L. Esaki. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 20, 2803 (1987).
- [17] Y. Horicoshi, A. Fisher, K. Ploog. Phys. Rev. B, 31, 7859 (1985).
- [18] О. В. Константинов, Б. В. Царенков. ФТП, 24, 2126 (1990).
- [19] V. L. Berkovits, V. N. Bessolov, T. N. L'vova, E. B. Novikov, V. I. Safarov, R. V. Khasieva, B. V. Tsarenkov. J. Appl. Phys., 70, 3707 (1991).
- [20] C. J. Sandroff. Appl. Phys. Lett., 54, 362 (1989).
- [21] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burrus. Phys. Rev. B, 32, 1043 (1985).

Редактор Л. В. Шаронова
