

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ КВАЗИДВУМЕРНЫХ ЭКСИТОНОВ НА ОСТРОВКОВЫХ УВЕЛИЧЕНИЯХ ШИРИНЫ КВАНТОВОЙ ЯМЫ

Копьев П. С., Уральцев И. Н., Эфрос Ал. Л., Яковлев Д. Р.,  
Винокурова А. В.

Исследована низкотемпературная фотолюминесценция структур с квантовыми ямами GaAs—AlGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Показано, что экситоны в таких структурах локализуются на островковых флуктуациях ширины квантовой ямы в зависимости от соотношения размера островка и диаметра экситона. Анализ особенностей спектров излучения в магнитном поле при изменении температуры и плотности возбуждения позволил впервые определить характерные размеры таких флуктуаций и характеризовать микроструктуру гетерограниц в квантовой яме на монослойном уровне.

Исследование низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) структур с квантовыми ямами GaAs—AlGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, показало, что полуширина и стоксов сдвиг экситонной линии ФЛ обусловлены островковыми изменениями ширины квантовой ямы  $L_z$  на один монослой. Уменьшение стоксова сдвига с ростом плотности оптического возбуждения, температуры и магнитного поля, перпендикулярного плоскости квантовых слоев, свидетельствует о локализации экситонов на островковых увеличениях  $L_z$  с пространственным размером, превышающим диаметр квазидвумерного экситона. Наблюдаемый характер поведения стоксова сдвига анализируется в модели, предполагающей экспоненциальный спад количества островков с увеличением их размера. Появление особенности в плотности локализованных состояний в этой модели подтверждается резким характером изменений стоксова сдвига. Показано, что локализация экситона как целого пропадает при уменьшении ширины квантовой ямы ( $L_z \leq 80 \text{ \AA}$ ), когда энергия локализации отдельных носителей начинает превосходить энергию связи экситона. Анализ условий локализации экситона для различных распределений островков по размерам дает возможность классифицировать спектры низкотемпературной ФЛ и по их особенностям характеризовать микроструктуру гетерограниц в квантовых ямах на монослойном уровне.

*Введение.* В низкотемпературных спектрах ФЛ совершенных структур с квантовыми ямами (СКЯ) доминирует экситонный канал рекомбинации [1, 2]. Характерной особенностью экситонной ФЛ является наличие ее длинноволнового (стоксова) сдвига относительно пика в спектре возбуждения ФЛ или полосы поглощения [3, 4]. Величина стоксова сдвига и полуширина экситонной линии ФЛ растут с уменьшением  $L_z$  как  $1/L_z^3$ , что связывается с флуктуациями ширины квантовой ямы [5]. Действительно, энергетическое положение нижних уровней размерного квантования электронов и дырок  $E_1 = \hbar^2 \pi^2 / 2m_{e,(h)}^* L_z^2$  определяет ширину запрещенной зоны в КЯ. Локальные изменения ширины КЯ на  $\delta L_z$  приводят к изменению ширины запрещенной зоны  $\delta E_g = 2E_1 \delta L_z / L_z \sim \sim L_z^{-3}$ . Появление стоксова сдвига обусловлено люминесценцией из низкоэнергетических состояний, связанных с локальными увеличениями  $L_z$ .

В СКЯ, если технологией роста обеспечена резкость гетероперехода, такой подход дает критерий для оценки качества гетерограниц. Глубина флуктуаций  $L_z$ , оцененная из полуширины и стоксова сдвига, в совершенных СКЯ составляет один-два монослоя.

В настоящей работе для развития количественного метода характеристики планарности гетерограниц установлены условия локализации экситона на островковых увеличениях ширины КЯ, определен пространственный размер островков, локализирующих экситон, а также рассмотрена зависимость плотности локализованных состояний от функции распределения островков по размерам.

*Экспериментальные результаты и обсуждение.* Исследованы низкотемпературные спектры ФЛ и возбуждения люминесценции структур, состоящих из 200 чередующихся слоев GaAs толщиной  $L_z = 70 \div 130 \text{ \AA}$  и  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  толщиной  $100 \text{ \AA}$ , выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [6]. Спектры ФЛ возбуждались перпендикулярно к плоскости квантовых слоев непрерывным лазером  $\text{Ar}^+$  с  $\lambda = 5145 \text{ \AA}$  в диапазоне плотностей возбуждения  $10^{-3} \div 10^3 \text{ Вт/см}^2$ . Спектры анализировались в геометрии на отражение с помощью спектрометра ДФС-24 и регистрировались охлаждаемым ФЭУ с характеристикой типа С-20 по схеме счета фотонов. Спектры возбуждения люминесценции получены выделением спектрального интервала  $\sim 5 \text{ \AA}$  монохроматором МДР-2 из сплошного спектра лампы накаливания с галогенным циклом. Используемая плотность возбуждения составляла  $\sim 10 \text{ мВт/см}^2$ . Измерения спектров ФЛ в магнитном поле до  $7.5 \text{ Т}$  проведены в сверхпроводящем соленоиде в геометрии Фарадея, когда поле было направлено перпендикулярно плоскости квантовых ям. В исследованных СКЯ квантовые слои ориентированы вдоль плоскости (100).

В спектре ФЛ исследованных структур при  $T = 1.6 \text{ К}$  доминирует линия экситона, образованного электроном и тяжелой дыркой из первых подзон размерного квантования. Основной особенностью низкотемпературной ФЛ структур с квантовыми ямами является длинноволновый (стоксов) сдвиг экситонной линии относительно пика в спектре возбуждения люминесценции (СВЛ). На вставке к рис. 1 представлена линия ФЛ экситона с участием тяжелой дырки для  $L_z = 120 \text{ \AA}$ . Положение ее максимума сдвинуто на  $2.5 \text{ мэВ}$  в низкоэнергетическую сторону относительно пика в СВЛ. Пик в спектре возбуждения соответствует рождению экситона с участием тяжелой дырки в квантовой яме средней ширины  $L_z$ , а излучение экситона происходит из низкоэнергетических состояний, обусловленных локальным уширением квантовой ямы  $L_z + \delta L_z$  при условии, что за время жизни экситон успевает термализоваться в локализованные состояния. При уменьшении ширины квантовой ямы от  $130$  до  $80 \text{ \AA}$  наблюдается рост величины стоксова сдвига от  $2.0$  до  $4.0 \text{ мэВ}$  и увеличение полуширины линии ФЛ от  $3.0$  до  $6.5 \text{ мэВ}$ . Сопоставление этих зависимостей с оценкой изменения положения уровней размерного квантования при локальном увеличении  $L_z$ , приведенной во *Введении*, позволяет заключить, что в исследованных СКЯ величина  $\delta L_z$  не превышает двух монослоев.

При увеличении плотности возбуждения  $P$  до  $80 \text{ Вт/см}^2$  положение максимума линии ФЛ начинает совпадать с положением пика в СВЛ. Зависимость энергетического положения максимума этой линии от плотности возбуждения приведена на рис. 1, а. Изменение интенсивности возбуждения в интервале  $10 \div 100 \text{ Вт/см}^2$  приводит к сдвигу максимума в коротковолновую сторону на  $2.5 \text{ мэВ}$ . Дальнейший рост накачки не приводит к заметному сдвигу максимума, а только к увеличению полуширины линии за счет ее высокоэнергетического крыла. Такое поведение естественно связать с заполнением плотности локализованных состояний, обусловленных уширениями квантовой ямы и переходом к излучению свободных экситонов.

Зависимость положения максимума линии ФЛ экситона с участием тяжелой дырки от температуры приведена на рис. 1, б. При  $T = 15 \div 20 \text{ К}$  происходит коротковолновый сдвиг максимума на  $2.5 \text{ мэВ}$ , связанный с температурной активацией хвоста локализованных состояний. Для сравнения штриховой линией показано температурное поведение максимума линии, снятого при больших плотностях возбуждения. Видно, что эти зависимости начинают совпадать при  $T > 20 \text{ К}$ .

Обращает на себя внимание тот факт, что в обоих случаях (и температурной активации, и заполнения локализованных состояний от накачки) переход

к излучению из делокализованных состояний происходит в достаточно узких интервалах изменения  $T$  и  $P$ . При этом смещение максимума происходит в пределах ширины линии ФЛ. Обнаружение сдвига максимума линии, а не конкуренции между двумя отдельными пиками свидетельствует о появлении непрерывного хвоста плотности состояний. Поскольку  $L_z$  меняется дискретно на величину одного монослоя  $a_0/2$ , появление непрерывного спектра локализованных состояний может быть связано с зависимостью энергии локализации экситона от пространственного размера флуктуации ширины квантовой ямы. Очевидно, такая зависимость будет иметь место, если в распределении по размерам вдоль квантовой ямы будут флуктуации, соизмеримые с характерным размером экситона.

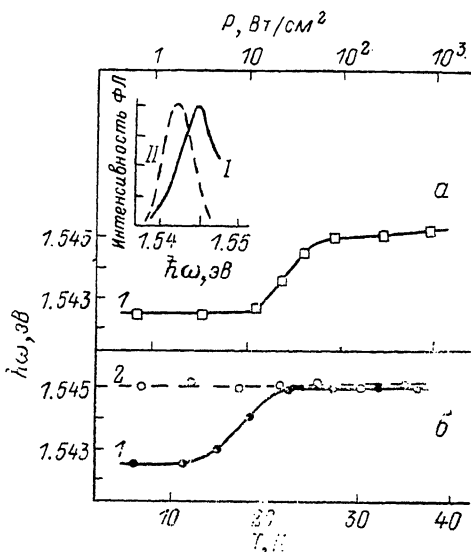


Рис. 1. Зависимость энергетического положения линии ФЛ экситона с участием тяжелой дырки от плотности возбуждения (а) и температуры (б).

$P$ ,  $\text{Вт/см}^2$ : 1 — 1, 2 — 100. На вставке — спектры возбуждения люминесценции (I) и фотолюминесценции (II) для  $L_z = 120 \text{ \AA}$  при  $P \ll 1 \text{ Вт/см}^2$ .  $T = 1.6 \text{ К}$ .

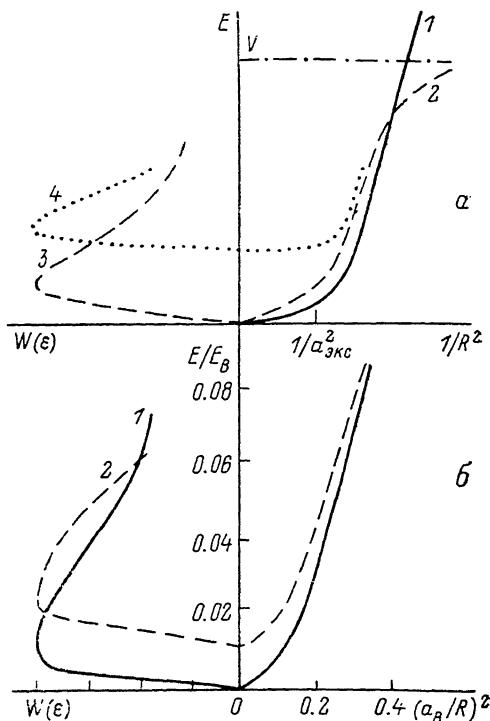


Рис. 2. Зависимость энергии локализованного экситона от размера островка  $R$  и плотности состояний  $W(\epsilon)$ .

а) качественный вид для островка с глубиной потенциала при  $H=0$  (1, 3) и  $H \neq 0$  (2, 4); б) расчет с  $W(\epsilon)$ , вычисленной для функции распределения (6) с  $R = 1.8 a_B$  при  $\beta: 1 - 0, 2 - 0.5, 3 = \hbar(eH/m_e c)/E_B, E_B = \hbar^2/m_e a_B^2$ .

Эти флуктуации представляют собой островковые увеличения толщины слоя GaAs на одну постоянную решетки, и вся совокупность экспериментальных данных может быть объяснена локализацией экситона как целого на таких островках. Островок создает потенциальную яму для экситона глубиной [4]

$$V = (\hbar^2 \pi^2 / m_e L_z^2) (\delta L_z / L_z), \quad (1)$$

где  $\delta L_z = a_0 = 5.66 \text{ \AA}$ .

Однако условие локализации экситона в этом потенциале определяется соотношением радиуса экситона и размера островка. Рассмотрим островок как бесконечно глубокую двумерную потенциальную яму радиусом  $R$ . Если этот радиус много больше двумерного радиуса экситона  $R \gg a_{\text{экс}}$ , то стенки ямы экспоненциально слабо влияют на энергию связи экситона, и сдвиг экситонной линии будет происходить только за счет размерного квантования экситона как целого [7]. Энергия двумерного экситона в этом случае имеет вид

$$E(R) = \frac{\hbar^2 \varphi_{01}^2}{2MR^2} - E_{\text{св}}, \quad (2)$$

где  $E_{\text{св}} = \hbar^2/2 \mu a_{\text{экс}}^2$  — энергия связи двумерного экситона,  $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$  — приведенная масса,  $\varphi_{01} \approx 2.4$  — первый корень функции Бесселя  $J_0(x)$ . В другом предельном случае  $R \ll a_{\text{экс}}$  энергия размерного квантования электрона  $\sim \hbar^2/m_e R^2$  оказывается много больше энергии связи экситона, так что размерный сдвиг экситонного уровня в первом приближении совпадает со сдвигом нижнего уровня размерного квантования электрона  $E(R) \approx \hbar^2 \varphi_{01}^2 / 2m_e R^2$  [7]. Качественный вид этой зависимости  $E(R)$  представлен на рис. 2, а. Видно, что из-за большой разницы масс ( $M \gg m_e$ ) скорость размерного сдвига экситонного уровня резко возрастает при переходе к островкам размером  $R < a_{\text{экс}}$ . Для ям конечной глубины этот быстрый сдвиг экситонного уровня при  $R \sim a_{\text{экс}}$  и приводит к делокализации экситонных состояний. Вид зависимости энергии локализации от радиуса островка, создающего потенциальную яму с конечной

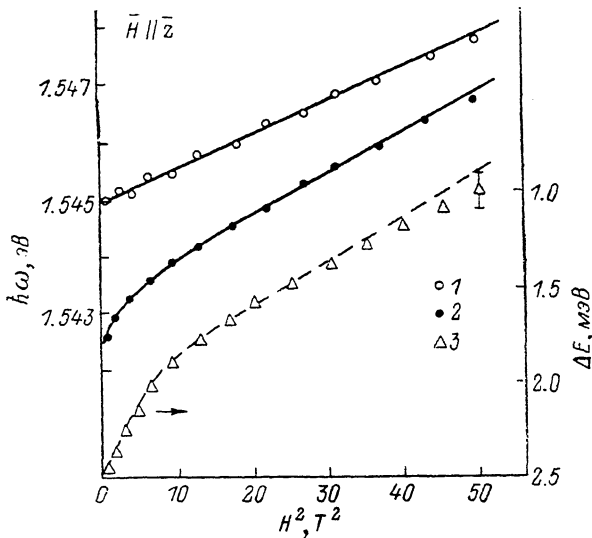


Рис. 3. Зависимость энергии максимума (1, 2) и величины стока сдвига (3) экситонной линии ФЛ от квадрата магнитного поля.

$P$ , Вт/см<sup>2</sup>: 1 — 1, 2 — 100. Штриховая линия — результаты расчета по (8), (7) при  $M=0.21 m_0$ .

глубиной  $V$  [формула (1)], удовлетворяющей условию  $E_{\text{св}} \gg V \gg \hbar^2 \varphi_{01}^2 / 2M a_{\text{экс}}^2$ , приведен на рис. 2, а штриховой линией. Характер этой зависимости приводит к появлению особенности в спектре локализованных состояний. Действительно, плотность состояний, определяющая излучение локализованного экситона, имеет вид

$$W(\varepsilon) = \int dR f(R) \delta(E(R) - \varepsilon) = f(R_0) |dE/dR|^{-1}, \quad (3)$$

где  $R_0$  удовлетворяет условию  $E(R_0) = \varepsilon$ ,  $f(R)$  — функция распределения островков по размерам, а  $\varepsilon = \hbar\omega - E_g + E_{\text{св}}$ . Величина  $(|dE/dR|)^{-1}$  резко возрастает при переходе к островкам с  $R > a_{\text{экс}}$ , так как для таких островков энергия основного состояния экситона слабо зависит от  $R$ . Однако  $f(R)$  является экспоненциально падающей функцией  $R$ , и островков большого размера мало. В результате величина  $W(\varepsilon)$  имеет максимум, что и проявляется в закреплении положения линии локализованного экситона на энергиях, соответствующих этой особенности (рис. 2, б). Существование особенности в плотности состояний  $W(\varepsilon)$  подтверждается резким характером делокализации, обнаруженным экспериментально.

Мы установили, что положение особенности в плотности состояний зависит от условий локализации квазидвумерного экситона, т. е. определяется соотношением размера экситона и радиуса локализующего островка. Экситон не локализуется на островках, размер которых меньше его собственного. Представляет интерес исследовать условия локализации в зависимости от размера экситона. Это можно осуществить, уменьшая радиус экситона магнитным полем, приложенным перпендикулярно плоскости квантовых слоев [8]. На рис. 3

(кривая 1) приведена зависимость положения максимума линии делокализованного экситона и локализованного экситона (кривая 2) от квадрата магнитного поля. Смещение максимума делокализованного экситона хорошо описывается квадратичной зависимостью от магнитного поля, что соответствует диамагнитному поведению экситона. Сжатие волновой функции экситона в плоскости квантовой ямы приводит также к увеличению силы осциллятора перехода. Это проявляется в росте пиковой интенсивности экситонной линии за счет симметричного подбора краев. Ее интегральная интенсивность при этом сохраняется. Максимум линии локализованного экситона в магнитном поле смещается быстрее, чем делокализованного. При этом величина стока сдвига уменьшается с ростом поля. Дополнительный сдвиг максимума линии локализованного

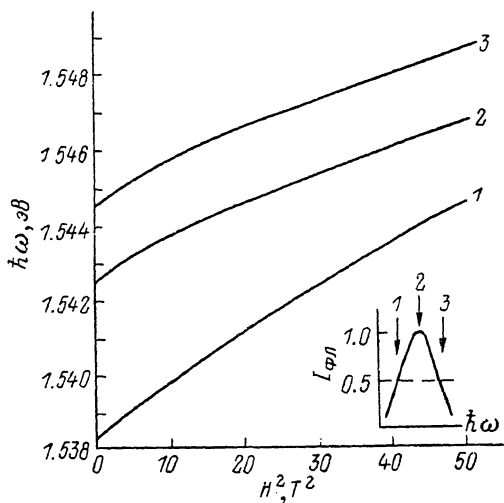


Рис. 4. Зависимость энергетических положений максимума (2) и краев (1, 3) экситонной линии ФЛ от магнитного поля при  $P = 1 \text{ Вт/см}^2$ .

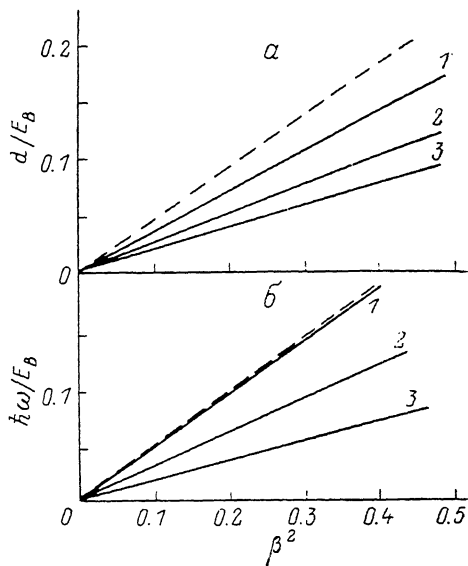


Рис. 5.

а) теоретическая величина диамагнитного сдвига экситона, локализованного в островке с  $R/a_B$ : 1 — 2.0, 2 — 1.4, 3 — 1.2; б) сдвиг максимума плотности состояний от магнитного поля, рассчитанный для функции распределения б) с  $R/a_B$ : 1 — 2.0, 2 — 1.4, 3 — 1.2. Штриховые линии — сдвиг свободного двумерного экситона.

ного экситона сопровождается несимметричным подбором краев линии ФЛ: длинноволновый край сдвигается быстрее коротковолнового. Подробная зависимость сдвига максимума и краев линии локализованного экситона в магнитном поле приведена на рис. 4. Отчетливо виден более сильный сдвиг длинноволнового края. Диамагнитный сдвиг экситона зависит от радиуса локализирующего островка. Для больших  $R$  он почти совпадает с диамагнитным сдвигом свободного квазидвумерного экситона и падает по мере уменьшения  $R$ . Этим можно объяснить подбор длинноволнового крыла, так как оно определяется локализацией на островках с наибольшим  $R$ . При этом если предположить, что смещение максимума определяется только диамагнитным сдвигом, то величина должна быть меньше, чем сдвиг делокализованного экситона. Однако экспериментальный сдвиг в магнитном поле максимума линии локализованного экситона оказывается больше.

Положение максимума линии люминесценции в магнитном поле определяется плотностью локализованных состояний, зависящей не только от положения уровня в магнитном поле, но и от функции распределения островков по размерам [формула (3)]. Из-за падения величины диамагнитного сдвига с уменьшением размера островков  $R$  зависимость положения уровня  $E(R)$  в магнитном поле выполаживается (рис. 2, а). Это приводит к тому, что излом на кривой  $E(R)$  и изменение производной  $dE/dR$  происходят для островков меньшего размера  $R$ , которых экспоненциально больше. Вклад островков меньшего

размера в максимум плотности состояний  $W(\epsilon)$  увеличивается, что приводит к дополнительному сдвигу  $\max\{W(\epsilon)\}$ . Величина этого сдвига, определяемого функцией распределения островков по размерам, может превосходить диамагнитный сдвиг свободного экситона. Качественно этот эффект можно проследить в модели, предполагающей не просто выполнение условия  $m_h \gg m_e$ , а выполнение гораздо более жесткого условия

$$\ln(m_h/m_e) \gg 1. \quad (4)$$

Это требование позволяет в широкой области размеров островков  $R < a_B \times \times \ln(m_h/m_e)$ , включающей и промежуточные размеры  $R \sim a_B$ , рассматривать квазидвумерный экситон как донор, не учитывая движения дырки ( $a_B = \kappa \hbar^2 / m_e e^2$ ,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость). При выполнении условия (4) тяжелая дырка локализуется в потенциале электрона в центре островка, и сдвиг уровня такого донорноподобного экситона от  $\bar{R}$  совпадает в первом приближении с изменением энергии связи донора, расположенного в центре островка  $E(R)$  [9]. Зависимость  $E(R)$  находилась из вариационного расчета с однопараметрической функцией вида

$$\psi(\rho) = ce^{-\alpha \rho} J_0(\sqrt{\alpha} \rho / R), \quad (5)$$

где  $\alpha$  — вариационный параметр. На рис. 2, б приведена полученная зависимость энергии связи  $E(R)$  от размера островков. Плотность состояний, вычисленная с использованием этой зависимости и функции распределения вида

$$f(R) = \frac{1}{R} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{R^2}{\bar{R}^2}\right), \quad (6)$$

представлена на рис. 2, б для случая  $\bar{R} = 1.80 a_B$ . Расчеты показывают, что если  $\bar{R}$  становится меньше радиуса экситона, то начинается быстрый сдвиг максимума  $W(\epsilon)$ , который для ям конечной глубины приводит к делокализации экситона.

В рамках этой модели рассмотрим, как влияет магнитное поле на положение максимума  $W(\epsilon)$ . Будем считать, что величина магнитного поля мала и приводит лишь к диамагнитному сдвигу каждого уровня. На рис. 5, а представлены величины диамагнитного сдвига экситона для островков с различными радиусами  $R$ . Видно, что, как и предполагалось, этот сдвиг максимален для свободного экситона и падает по мере уменьшения  $R$ . Рассчитанные зависимости положения уровня локализованного экситона в магнитном поле от  $R$  и плотности состояний приведены штриховыми кривыми на рис. 2, б. Действительно,  $\max\{W(\epsilon)\}$  сдвигается в магнитном поле на величину, превышающую диамагнитный сдвиг экситонов в островках, формирующих  $\max\{W(\epsilon)\}$  при  $H=0$ . Соответствующие зависимости сдвига  $\max\{W(\epsilon)\}$  для разных  $\bar{R}$  приведены на рис. 5, б. В рамках этой модели мы получили дополнительный сдвиг линии, обусловленный сдвигом максимума плотности состояний  $W(\epsilon)$ , из-за перелокализации в магнитном поле. Однако величина полного сдвига не превышает величину сдвига свободного экситона, что соответствует экспоненциальному ослаблению зависимости энергии локализации в больших островках от их размера из-за пренебрежения эффектом квантования экситона как целого.

Для численного определения пространственного размера локализуемых островков необходим вариационный расчет энергии локализации квазидвумерного экситона, учитывающий его реальные параметры. Оценку этого размера можно провести по величине стока сдвига в предположении, что максимум линии ФЛ определяется островками, в которых экситон квантуется как целое, и положение его уровня описывается формулой (3). Тогда разница между локализуемым потенциалом островка  $V(L_z)$  и  $\Delta E$  равна кинетической энергии экситона в этом островке. Эта величина  $E_k$  оказывается порядка  $\sim 0.5$  мэВ для  $L_z = 90 \div 130 \text{ \AA}$ . Рассматривая островок как бесконечно глубокую двумерную потенциальную яму радиусом  $\bar{R}$ , можно оценить

$$E_k = \hbar^2 \zeta_{01}^2 / 2MR^2. \quad (7)$$

Тогда, зная  $M$ , определяем характерный размер локализирующих островков  $R=300 \text{ \AA}$ . Локализация происходит на островках размером  $R$ , в несколько раз превышающим  $a_{\text{экс}}$ . В наших СКЯ оказалось  $R/a_{\text{экс}}=2.5$ . Таким образом, при уменьшении  $a_{\text{экс}}$  магнитным полем экситон может локализоваться на островках меньшего размера. Для оценки радиуса экситона в магнитном поле мы использовали аппроксимационный вид волновой функции  $\sim \exp [-(R/a_{\text{экс}})-(R/2 \lambda)^2]$ , где  $\lambda=256.5/H^{1/2}$  — магнитная длина. Тогда условие локализации экситона выполняется для островка размером  $R_H$ , удовлетворяющим

$$\frac{R_H}{a_{\text{экс}}} + \frac{R_H^2}{4\lambda^2} = 2.5. \quad (8)$$

Определяя из (8)  $R_H$  и подставляя в (7), находим зависимость величины стоковского сдвига от магнитного поля. Она изображена на рис. 3 штриховой линией. Экспериментальные точки представляют собой разность между сдвигами в магнитном поле максимумов линий делокализованного и локализованного экситонов. При подгонке получены величины двух свободных параметров: трансляционной массы экситона  $M=0.21m_0$  и отношения размеров локализирующего островка и экситона  $R/a_{\text{экс}}=2.5$ . Проведенная оценка дает несколько заниженные значения радиуса локализирующих островков, так как в ней не учтено влияние конечного размера экситона на его энергию связи.

Таким образом, мы показали, что экситон локализуется как целое на флуктуациях ширины квантовой ямы порядка двух монослоев в виде островков с характерным пространственным размером, превышающим радиус экситона в 2.5 раза. Этот эффект обнаружен в СКЯ с  $L_z \geq 80 \text{ \AA}$ . В более узких ямах собственная локализация носителей становится более эффективной, поскольку характерная энергия локализации носителя уже превосходит энергию связи экситона. Это проявляется в практическом исчезновении стоковского сдвига линий ФЛ и СВЛ и в изменении характера поведения линии ФЛ в магнитном поле. При локализации экситона как целого мы наблюдали большое смещение максимума линии в магнитном поле как следствие уменьшения стоковского сдвига. В узких ямах проявляется обычный диамагнитный сдвиг, величина которого для локализованного состояния меньше, чем для свободного.

Обнаруженное уменьшение стоковского сдвига экситонной линии ФЛ в магнитном поле, вообще говоря, указывает на делокализацию экситона. Ситуация уникальна, поскольку магнитное поле обычно увеличивает энергию локализации. В совершенных образцах величина флуктуаций не превышает одного-двух монослоев и задается величиной  $a_0/2$  и  $a_0$ . Как следствие, величина локализирующего потенциала фиксирована для всех островков. В этом случае флуктуации большого пространственного размера обладают большей энергией связи, чем малые флуктуации. Магнитное поле, создавая условия для локализации в островках меньшего размера, количество которых больше, приводит к эффективному уменьшению энергии локализации экситона. В этом заключается особенность локализации экситонов на флуктуациях ширины квантовой ямы.

**Заключение.** Исследование низкотемпературных спектров экситонной ФЛ является одним из наиболее информативных способов определения характеристик структур с квантовыми ямами, выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии и осаждения из металлоорганических соединений.

Анализ формы линии, предложенный в качестве метода характеристики гетерограниц [10, 11], не позволяет сделать заключение о радиусе островков при наличии дисперсии островков по размерам. Развитые в настоящей работе представления о зависимости условий локализации экситона на островковых флуктуациях ширины квантовой ямы от величины пространственного размера островков дают возможность определять их дисперсию по размерам и классифицировать спектры экситонной ФЛ на три группы.

К первой группе относятся спектры с бесструктурной неоднородно уширенной полосой ФЛ, максимум которой сдвинут на несколько миллизелектронвольт относительно пика в спектре возбуждения ФЛ. Мы показали, что такие спектры характерны для СКЯ с гетерограницами, обладающими целым набором островков различных размеров. Если концентрация островков, локали-

зующих экситон, не слишком велика, наблюдается стоксов сдвиг, обусловленный тем, что поглощение света и создание электронно-дырочных пар, определяемое большой плотностью состояний, происходит в квантовой яме средней ширины, а люминесценция обусловлена рекомбинацией из низкоэнергетических локализованных состояний в более широких участках квантовой ямы. В рамках предлагаемой модели бесструктурный спектр также может наблюдаться в образцах, где  $R \leq a_{\text{экс}}$ . В этом случае стоксов сдвиг линии ФЛ должен отсутствовать, поскольку экситон, усредняя потенциал островков малого размера, не локализуется. В таких образцах ширина квантовой ямы, вычисленная из спектрального положения максимума экситонной линии ФЛ, не совпадает с целым числом монослоев GaAs, определенным во время роста [12].

Для второго типа спектров, о которых впервые сообщалось в [13], характерно появление отдельных пиков, соответствующих локализованным экситонам. В этих образцах изменения стоксова сдвига не наблюдается, а происходит перераспределение относительных интенсивностей между компонентами тонкой структуры при изменении температуры и плотности возбуждения. Мы заключили, что такие особенности спектра ФЛ отражают распределение островковых флуктуаций с малой дисперсией по размерам. Действительно, если характерный размер островков достаточен для локализации экситона, в плотности состояний появляется максимум на энергии, определяемой глубиной и размером островка. Величина стоксова сдвига постоянна, и при увеличении, например, плотности возбуждения происходит насыщение интенсивности ФЛ локализованных экситонов.

Малая дисперсия островков по размерам ожидается в структурах с оптимизированными основными технологическими параметрами: температурой подложки, давлением паров мышьяка и скоростью роста. Размер островков при двумерном росте определяется скоростью миграции атомов Ga и As. Различия в длинах их поверхностной диффузии проявляется, в частности, в разных выделенных размерах островков на прямой и обратной гетерограницах в квантовых ямах, как установлено методом обратной дифракции быстрых электронов [14].

Спектры третьей группы получены на СКЯ, выращенных в специальных технологических условиях — с остановками во время роста. Остановка процесса роста структуры на несколько минут приводит к релаксации коротких уступов и террас и образованию на гетерогранице ступенек, длина которых много больше размера экситона [14]. В квантовой яме образуются области с тремя ширинами  $L_z$ ,  $L_z + a_0/2$ ,  $L_z - a_0/2$ , в которых вследствие различия энергий размерного квантования носителей спектральное положение экситонных линий ФЛ различно. При этом энергетическое положение пиков тонкой структуры точно соответствует целому числу монослоев материала квантовой ямы  $N$ ,  $N+1$ ,  $N-1$  [11, 12, 15, 16] и может служить для контроля скорости роста. В этих СКЯ, где квазидвумерный экситон не локализуется на флуктуациях ширины квантовой ямы, полуширина экситонной линии ФЛ менее 1 мэВ и определяется рассеянием на флуктуациях состава и потенциале глубоких примесей, т. е. качеством материала барьеров. Последовательный анализ спектров экситонной ФЛ показал, что особенности, проявляющиеся в спектрах третьего типа, отвечают наиболее совершенной микроструктуре гетерограниц.

В заключение авторы выражают признательность Ж. И. Алфёрову за стимулирование и интерес к работе и В. П. Кочерешко за обсуждения и помощь в проведении экспериментов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Weisbuch C., Dingle R., Gossard A. C., Wiegmann W. — Sol. St. Commun., 1981, v. 38, N 8, p. 709—712.
- [2] Бер Б. Я., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Уральцев И. Н., Яковлев Д. Р. Фотолюминесценция квантовых ям GaAs—AlGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, т. 49, в. 10, с. 1905—1908.
- [3] Miller R. C., Kleinman D. A. — J. Lumin., 1985, v. 30, N 2, p. 520—540.
- [4] Копьев П. С., Мельцер Б. Я., Уральцев И. Н., Эфрос Ал. Л., Яковлев Д. Р. Локализация экситонов в структурах с квантовыми ямами. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 8, с. 327—330.



- [5] Weisbuch C., Miller R. C., Dingle R., Gossard A. C., Wiegmann W. — *Sol. St. Commun.* 1981, v. 37, N 3, p. 219—225.
- [6] Алфёров Ж. И., Коппев П. С., Бер Б. Я., Васильев А. М., Иванов С. В., Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Уральцев И. Н., Яковлев Д. Р. Собственная и примесная люминесценция в GaAs—AlGaAs-структурах с квантовыми ямами. — *ФТП*, 1985, т. 19, в. 4, с. 715—721.
- [7] Эфрос А. Л., Эфрос Ал. Л. Межзонное поглощение света в полупроводниковом шаре. *ФТП*, 1982, т. 16, в. 7, с. 1209—1215.
- [8] Kopev P. S., Ledentsov N. N., Meltser B. Ya., Uraltsev I. N., Efros Al. L., Yakovlev D. R. — In: *Proc. 18 Int. Conf. Phys. Semicond. Stockholm*, 1986, p. 219—222.
- [9] Екимов А. И., Опущенко А. А., Шумилов С. К., Эфрос Ал. Л. Локализация взаимодействующей с электроном дырки в 3-мерных микрокристаллах полупроводников. — *Письма ЖЭТФ*, 1987, т. 45, в. 5, с. 291—295.
- [10] Reynolds D. C., Baij K. K., Litton C. W., Yu P. W., Singh J., Masselink W., Fischer R., Morkoc H. — *Appl. Phys. Lett.*, 1985, v. 46 N 1, p. 51—53.
- [11] Bimberg D., Mars D., Miller J. N., Bauer R., Oertel D., Christen J. — *Superlatt. a. Microstr.*, 1987, v. 3, N 1, p. 79—82.
- [12] Hataiaka T., Suyama T., Takahashi K., Kondo M., Yamamoto S., Yano S., Hijikata T. — *Appl. Phys. Lett.*, 1985, v. 47, N 9, p. 952—954; *Surf. Sci.*, 1986, v. 174, N 1-3, p. 76—81.
- [13] Deveaud B., Emery J. Y., Chomette A., Lambert B., Baudet M. — *Appl. Phys. Lett.*, 1984, v. 45, N 10, p. 1078—1080.
- [14] Joice B. A., Dobson P. J., Neave J. H., Woodbridge K., Zhang J., Larsen P. K., Bolger B. — *Surf. Sci.*, 1986, v. 168, N 1-3, p. 423—435.
- [15] Tanaka M., Sakaki H., Yoshino J. — *Japan. J. Appl. Phys.*, 1986, v. 25, N 2, p. L155—L158.
- [16] Voillot F., Madhukar A., Kim J. Y., Chen P., Cho P., Tang W. C., Newman P. G. — *Appl. Phys. Lett.*, 1986, v. 48, N 15, p. 1009—1011.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 6.05.1987  
Принята к печати 21.07.1988

**Микроэлектроника. Учебное пособие для вузов (в 9 кн.). Кн. 3. Пономарев М. Ф., Коппев Б. Г.. Базовые матричные кристаллы и программируемые логические матрицы. М.: Высшая школа, 1987. 94 с.**

3-я книга учебного пособия по микроэлектронике посвящена проектированию и изготовлению базовых матричных кристаллов (БМК), представляющих собой матрицу нескольких мутированных элементов (электрические связи между которыми формируются на этапе создания разводки), а также программируемых логических матриц (ПЛМ), в которых в отличие от БМК соединения можно не только создавать, но и при необходимости разрушать. Описаны способы реализации специализированных больших интегральных микросхем. Представлены принципы построения и параметры БМК; описаны БМК на основе биполярных транзисторов и транзисторов с изолированным затвором, а также проектирование микросхем на основе БМК. Рассмотрены электрически программируемые ПЛМ, ПЛМ с масочным программированием и микросхемы с реконструируемыми соединениями. Обсуждается также репрограммирование логических матриц на основе МОП и МНОП структур.