

## ДИАГНОСТИКА ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОНДЕНСАТОРНОЙ ФОТОЭДС

© И.А.Карпович, Д.О.Филатов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603600 Нижний Новгород, Россия  
(Получена 25 августа 1995 г. Принята к печати 8 ноября 1995 г.)

Изучены особенности спектров конденсаторной фотоэдс и фотолюминесценции гетероструктур GaAs/InGaAs с одиночными и двойными асимметричными квантовыми ямами, связанные с размерным квантованием и влиянием на спектры неоднородностей состава твердого раствора. Выяснена зависимость фоточувствительности и квантовой эффективности от параметров квантовых ям и места их расположения относительно поверхностного барьера. Показано, что спектроскопия конденсаторной фотоэдс является эффективным средством диагностики гетероструктур с относительно неглубокими квантовыми ямами.

### Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами (ГКЯ) стали в последние годы одним из основных объектов исследований и разработок в физике, технике и технологии полупроводников [1]. Успехи в их изучении в значительной мере связаны с развитием методов диагностики ГКЯ, т.е. методов определения их структурных, энергетических, рекомбинационных и других параметров и характеристик.

Из фотоэлектронных методов диагностики ГКЯ в настоящее время наиболее развит и широко применяется метод фотолюминесценции (ФЛ), дающий ценную информацию об энергетическом спектре квантовых ям (КЯ), морфологии гетерограниц, напряжениях и дефектах в ГКЯ и др. [2]. Значительный интерес представляют также фотоэлектрические методы диагностики, основанные на измерениях фотопроводимости и фотовольтаических эффектов в ГКЯ (см., например, [3-6]). Они позволяют независимо получать часть той информации, которую дает метод ФЛ, причем в более удобных и простых условиях (300 К, низкий уровень фотовозбуждения). Особенно ценно, что этими методами можно изучать нелюминесцирующие структуры (из непрямозонных

материалов и сильно дефектные), а также получать специфическую информацию, которую трудно получить другими методами.

Для целей диагностики особенно удобен метод конденсаторной фотоэдс (КФЭ) [7]. В отличие от других фотоэлектрических методов он может быть реализован в неразрушающем варианте и приближается в этом отношении к оптическим методам, не требует какой-либо предварительной подготовки структур для измерений и обеспечивает возможность проведения различных воздействий на поверхность ГКЯ.

В предыдущих исследованиях [4,8,9] этим методом изучались гетероструктуры GaAs/InGaAs с одиночными КЯ, причем анализ спектров носил в основном качественный характер. С целью расширения информационных возможностей метода в данной работе проведен более детальный количественный анализ спектров КФЭ ряда модельных ГКЯ с одиночными и двойными асимметричными туннельно-связанными ямами.

### Методика эксперимента

КФЭ измерялась в переднестеночном конденсаторе, одной обкладкой которого служила сама ГКЯ [8]. Для ГКЯ, выращенных на изотипной проводящей подложке, омический контакт к ГКЯ можно не делать, а достаточно просто прижать металлическую обкладку к обратной стороне подложки, что делает метод неразрушающим.

Приведенные к одинаковой интенсивности падающего излучения спектры КФЭ измерялись на автоматизированной установке с селективным усилителем и синхронным детектором на частоте 126 Гц. Особое внимание обращалось на обеспечение линейной зависимости фотоответа от интенсивности освещения, что достигалось выбором достаточно низкой интенсивности в области сильного поглощения.

Для независимого контроля отдельных параметров ГКЯ исследовались спектры ФЛ при 77 и 300 К при фотовозбуждении He-Ne-лазером с интенсивностью освещения до 10 Вт/см<sup>2</sup>.

ГКЯ GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As выращивались методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксии) при атмосферном давлении. Использовались подложки полуизолирующего GaAs (*s*-GaAs) и подложки *n*<sup>+</sup>-GaAs с ориентацией (001) при отклонении на 3° к (110). Слои GaAs и твердого раствора специально не легировались.

В таблице приведены параметры некоторых из исследованных ГКЯ: число ям *N*, состав твердого раствора (содержание In *x*), ширина ям

Параметры структур с квантовыми ямами

№ структуры	Тип подложки	Число ям, <i>N</i>	<i>x</i>	<i>L<sub>z</sub></i> , нм			<i>L<sub>b</sub></i> , нм	<i>L<sub>bs</sub></i> , нм
				яма 1	яма 2	яма 3		
1	<i>s</i>	1	0.33	5.2	-	-	-	700
2	<i>s</i>	1	0.27	7.6	-	-	-	16
3	<i>s</i>	3	0.28	9.1	4.9	2.8	49	49
4	<i>n</i> <sup>+</sup>	3	0.34	5.0	2.7	1.5	21	27
5	<i>n</i> <sup>+</sup>	2	0.25	7.5	3.0	-	5.7	21

$L_z$  (ямы нумеруются от поверхности), ширина барьера между ямами  $L_b$ , толщина покровного слоя для первой ямы  $L_{b_1}$ . Толщина эпитаксиальных структур составляла  $\sim 1.5$  мкм.

У всех ГКЯ, кроме 1, КЯ располагались в электрическом поле поверхностного барьера близко к его вершине. Для расположения КЯ в квазинейтральной области на некоторых структурах было проведено наращивание покровного слоя GaAs до толщины  $L_{b_1} = 0.5 \div 1$  мкм, превышающей толщину поверхностного барьера.

## Экспериментальные результаты и обсуждение

1. Структуры с одиночной квантовой ямой. На рис. 1 приведены типичные спектры КФЭ  $V_{ph}$  в области межзонного поглощения одиночной КЯ. На спектрах многих структур наблюдается хорошо выраженный пик, связанный с экситонным поглощением. Пунктирная кривая показывает форму правого края этого пика при вычитании фотоответа, обусловленного межзонным поглощением. Ширина пика при 300 К близка к  $kT$  и ширине пика ФЛ при этой температуре. Отсутствие подобного пика на спектрах некоторых структур, вероятно, связано с большей неоднородностью гетерослоя. Мелкомасштабные по сравнению с радиусом экситона флуктуации  $L_z$  и  $x$  приводят к структурному уширению экситонного пика [2], и он перестает выделяться на крае межзонного поглощения.

В связи с малой величиной коэффициента поглощения одиночной КЯ  $\beta \approx 10^{-2}$  [10] можно ожидать, что спектр КФЭ ( $V_{ph}^W$ ) должен просто повторять спектр поглощения КЯ, т.е.  $V_{ph}^W(h\nu) \sim \beta(h\nu)$ , если квантовая эффективность поглощенного ямой излучения в явлении КФЭ  $\gamma_{ph}^W$  не

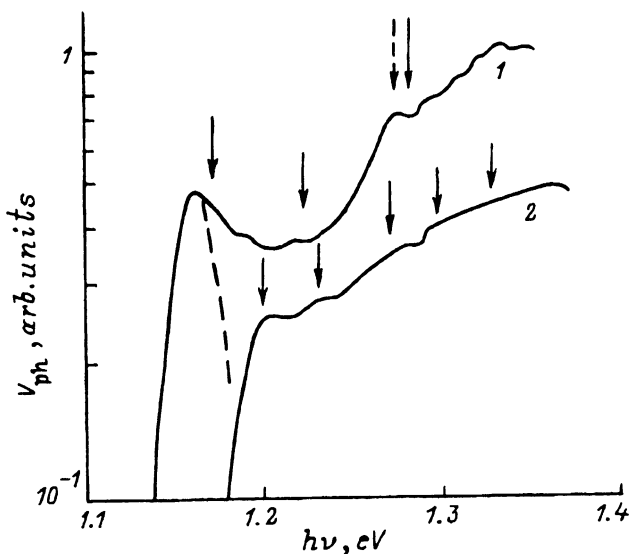


Рис. 1. Спектры КФЭ в области поглощения КЯ при 300 К. Структура: 1 — 1, 2 — 2. Сплошными стрелками показаны теоретические значения энергий оптических переходов в КЯ:  $e1-hh1$ ,  $e1-hh2$ ,  $e1-hh3$ ,  $e2-hh1$ ,  $e2-hh2$ ; прерывистой стрелкой — переход  $e1-lh1$ .

зависит от  $h\nu$ . Для КЯ, расположенной в барьере,

$$\eta_{\text{ph}}^W = \frac{1/\tau_e}{1/\tau_e + 1/\tau_r},$$

где  $\tau_e$  и  $\tau_r$  — времена жизни электронно-дырочных пар в КЯ, определяемые эмиссией и всеми каналами рекомбинации внутри ямы соответственно [11].

В достаточно совершенных гетероструктурах, в которых структурное размытие энергетического спектра не слишком велико, можно обнаружить почти все возможные оптические переходы между подзонами размерного квантования с номерами  $i = 1, 2, 3$ . На рис. 1 стрелками показаны рассчитанные по теории [12] энергии переходов между подзонами электронов ( $e$ ) и тяжелых дырок ( $hh$ ). С увеличением энергии они располагаются в следующем порядке:  $e1-hh1$ ,  $e1-hh2$ ,  $e1-hh3$ ,  $e2-hh1$ ,  $e2-hh2$ . Всем им, в том числе и переходам с изменением четности, которые запрещены в бесконечно глубокой прямоугольной КЯ [1], соответствуют более или менее выраженные изломы на спектре КФЭ. Возможность наблюдения и достаточно уверенной идентификации в спектре КФЭ двух и большего числа электронных переходов позволяет однозначно и достаточно точно определять параметры  $L_z$  и  $x$ .

Как показал анализ, небольшой пичок на кривой 1 при  $h\nu = 1.28$  эВ может быть приписан экситону с легкой дыркой. Возможность и экспериментальные доказательства существования таких экситонов в КЯ GaAs/InGaAs обсуждались в ряде работ (см., например, [3,13,14]). Результат расчета положения подзоны легких дырок  $E_{lh1}$  сильно зависит от принятого значения разрыва зон на гетерогранице. Если принять  $\Delta E_c = 0.66x$  эВ [12] и учесть энергию связи экситона [15], то расчетное значение энергии экситонного перехода  $E_{e1-lh1}$  (показано прерывистой стрелкой на кривой 1) практически совпадает с положением пика.

Для КЯ, расположенных вблизи вершины поверхностного барьера в  $n$ -GaAs, разделение пар на барьере лимитируется эмиссией из КЯ электронов. Проведенные по теории [11] для исследованных нами структур расчеты времени жизни электронов в КЯ относительно туннельной ( $\tau_{et}$ ) и термической ( $\tau_{ed}$ ) эмиссии с учетом туннелирования из высших подзон с термическим возбуждением и снижением высоты барьера в электрическом поле показали, что хотя соотношение  $\tau_{et}$  и  $\tau_{ed}$  очень сильно зависит от параметров структур, поля  $\mathcal{E}$  и температуры, во всех случаях при  $\mathcal{E} \geq 10^3$  В/см  $\tau_e \ll \tau_r \simeq 10^{-9}$  и  $10^{-8}$  с при 300 и 77 К соответственно. Это означает, что для КЯ, расположенных в барьере,  $\eta_{\text{ph}}^W \simeq 1$ . С этим связана низкая по сравнению с ФЛ чувствительность КФЭ к дефектам гетерослоя [9].

2. Структуры с несколькими квантовыми ямами. Спектры КФЭ структур с тремя изолированными КЯ приведены на рис. 2 (кривые 1, 2). На них достаточно четко выделяются полосы фоточувствительности каждой из ям, однако из-за наложения этих полос отдельное определение фоточувствительности второй и третьей ямы, необходимость в котором возникает при исследовании, например, процессов дефектообразования в квантово-размерных структурах [9], представляет некоторые трудности.

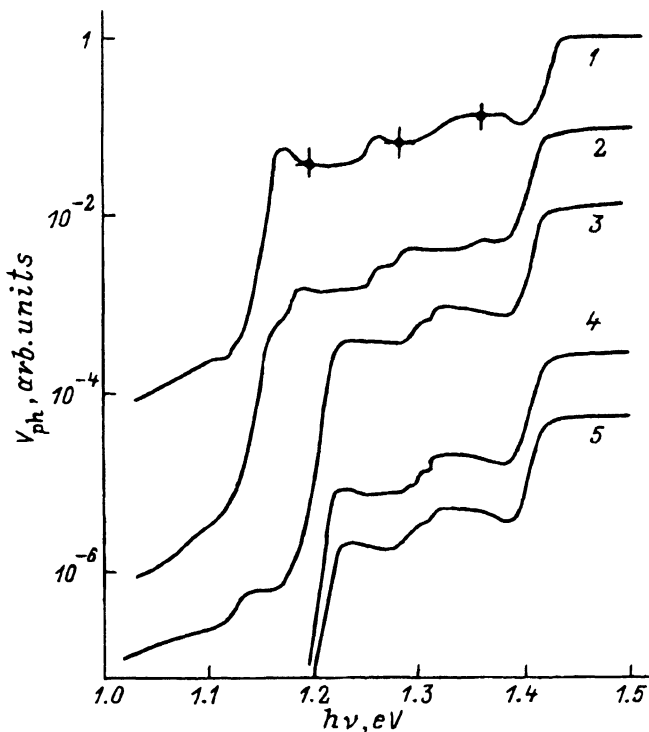


Рис. 2. Спектры структур с несколькими квантовыми ямами при 300 К. Структура: 1 — 3, 2 — 4, (3-5) — 5. Относительная интенсивность постоянной подсветки  $L_c$ : (1-3) — 0, 4 — 0.25, 5 — 1.

На кривой отмечены точки, используемые для определения фоточувствительности ям. Их целесообразно выбирать на плато сразу за экситонным пиком. Фоточувствительность второй ямы  $V_{ph}^{(2)}$  можно определить из выражения

$$V_{ph}^{(2)}(h\nu_2) = V_{ph}^{(1+2)}(h\nu_2) - [1 + \gamma(h\nu_2)] V_{ph}^{(1)}(h\nu_1),$$

где  $V_{ph}^{(1+2)}$  — суммарная фоточувствительность первой и второй ям,  $V_{ph}^{(1)}$  — фоточувствительность первой ямы,  $\gamma(h\nu)$  учитывает вклад в фоточувствительность первой ямы подзон с  $i > 1$ . Подобное выражение можно написать для  $V_{ph}^{(3)}$ .

Обработка спектров КФЭ разных структур показала, что фоточувствительность одиночной КЯ  $V_{ph}^W$ , нормированная на собственную фоточувствительность GaAs  $V_{ph}^0$ , ( $S_{ph}^W = V_{ph}^W/V_{ph}^0$ ) в пределах погрешности измерений не зависит от  $L_z$ ,  $x$ , а также от высоты поверхностного барьера  $\varphi$ . Последний вывод получен из исследования влияния постоянной подсветки на спектр КФЭ (рис. 2, кривые 3-5). В отсутствие подсветки при модулированном монохроматическом освещении исходный барьер,  $\varphi_0 \approx 0.6$  В, уменьшается до  $\sim 0.3$  В в результате эффекта нако-

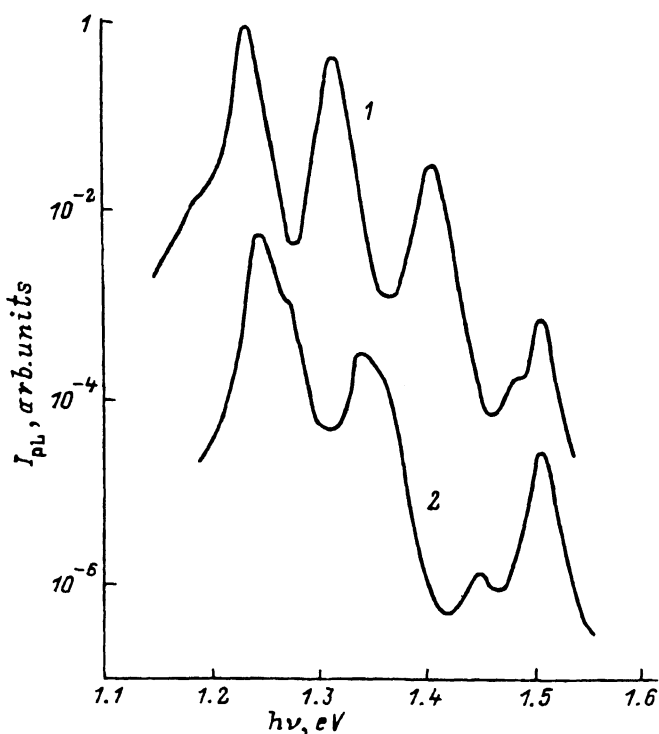


Рис. 3. Спектры ФЛ при 77 К. Структура: 1 — 3, 2 — 4.

пления неравновесного заряда на барьере [8]. В этих условиях измерена кривая 3. При подсветке с интенсивностью  $L_c$  сигнал КФЭ уменьшается  $\sim L_c^{-1}$  (кривые 4, 5), а высота барьера — на  $2.3kT/e = 56$  мВ на каждый порядок изменения  $V_{ph}$ . При максимальной подсветке  $L_c$  (кривая 5)  $V_{ph}$  уменьшается более чем на 2 порядка, а  $\varphi$  — почти вдвое (до 0.17 В), однако форма спектра и величина  $S_{ph}^W$  при этом не изменяются.

При одинаковой по всему спектру квантовой эффективности и полном поглощении излучения в собственной области GaAs следует ожидать  $S_{ph}^W = \beta \simeq 0.01$ . В действительности  $S_{ph}^W > \beta$  и на разных структурах меняется от 0.02 до 0.04. Поскольку, как показано выше, для КЯ  $\eta_{ph}^W \simeq 1$ , это расхождение, очевидно, обусловлено тем, что для поверхностного барьера в области собственного поглощения GaAs  $\eta_{ph} < 1$  из-за поверхностной и объемной рекомбинации неравновесных носителей.

В отличие от КФЭ интенсивность ФЛ  $I_{PL}$  квантовых ям сильно зависит от  $L_z$  (рис. 3). Основной причиной уменьшения  $I_{PL}$  при уменьшении  $L_z$  является увеличение вероятности теплового выброса неравновесных носителей из более узких КЯ.

При возбуждении ФЛ происходит спрямление поверхностного барьера и закрепление электронного квазиуровня Ферми в приповерхностной области вблизи положения уровня Ферми в объеме. Если при этом концентрация электронов в ямах  $n^W \gg \Delta p^W$  и слабо зависит от  $L_z$ , а концентрация дырок  $\Delta p^W$  лимитируется их термоэмиссией из

КЯ, то отношение интенсивностей ФЛ двух ям разной ширины  $L_{z1}$  и  $L_{z2}$  есть

$$\frac{I_{PL}(L_{z1})}{I_{PL}(L_{z2})} = \exp \frac{E_{hh1}(L_{z1}) - E_{hh1}(L_{z2})}{kT}.$$

Рассчитанные значения этого отношения для второй и третьей ям (рис. 3, кривые 1, 2) по отношению к первой при изменении  $I_{PL}$  на  $2 \div 3$  порядка отличаются от экспериментальных значений менее чем в 3 раза.

В некоторых гетероструктурах наблюдается расщепление пиков ФЛ (рис. 3, кривая 2) и краев фоточувствительности КЯ (рис. 2, кривая 2). Подобное явление обычно объясняется крупномасштабными флуктуациями  $L_z$  на одну или две моноатомные ступени [2]. Однако такой механизм не объясняет наблюдаемую большую величину расщепления ( $\delta E \simeq 20$  мэВ) и его независимость от  $L_z$  (согласно теории [2]  $\delta E \sim (L_z)^{-3}$ ).

Альтернативное объяснение состоит в том, что расщепление спектров ФЛ и КФЭ обусловлено наличием в гетерослоях областей с резким изменением состава ( $x = 0.31$  и  $0.34$  для структуры 4). Образование крупномасштабных квазидискретных флуктуаций  $x$ , по-видимому, связано с образованием и движением макроступеней при росте структур на разориентированной подложке [6]. При этом состав твердого раствора может быть промодулирован вдоль направления движения ступеней [17].

3. *Структуры с двойными асимметричными квантовыми ямами.* Наличие туннельной связи между КЯ в структуре 6 проявляется в полном гашении ФЛ более узкой ямы (рис. 4), которое обусловлено туннельным переходом неравновесных носителей из нее в более широкую яму. Однако на больцмановском хвосте пика ФЛ от широкой ямы при 300 К (кривая 1) удается разрешить тонкую структуру спектра, связанную с рекомбинационными переходами в широкой яме  $e1-hh2$ ,  $e1-hh3$ ,  $e2-hh1$  (показаны сплошными стрелками) и переходом  $2e1-hh1$  в узкой яме (прерывистая стрелка). При 77 К каких-либо признаков наличия узкой ямы на спектре ФЛ не видно (кривая 3). Это означает, что указанная структура спектра, в том числе и переход  $2e1-hh1$ , обусловлена тепловым распределением носителей в широкой яме.

В отличие от спектров ФЛ на спектре КФЭ при 300 и 77 К хорошо выявляются полосы фоточувствительности обеих ям с их тонкой структурой (кривые 2, 4), причем при 77 К становятся заметны и пики, связанные с экситонным поглощением (кривая 4). При расчете энергетического спектра структуры 5 можно с хорошим приближением считать ямы квазиизолированными.

4. *Структуры с выращенным дополнительно покровным слоем.* Перенос КЯ в квазинейтральную область ведет к изменению механизма эмиссии. Лимитирующим процессом становится термическая эмиссия неосновных носителей, дырок, из ямы с высотой активационного барьера [8]

$$E_a^W = \Delta E_v - (E_{hh1} - E_v^W) + \varphi^W,$$

где  $\Delta E_v$  — разрыв валентной зоны на гетерогранице,  $\varphi^W$  — высота барьера, обусловленного зарядением КЯ при заполнении ее электро-

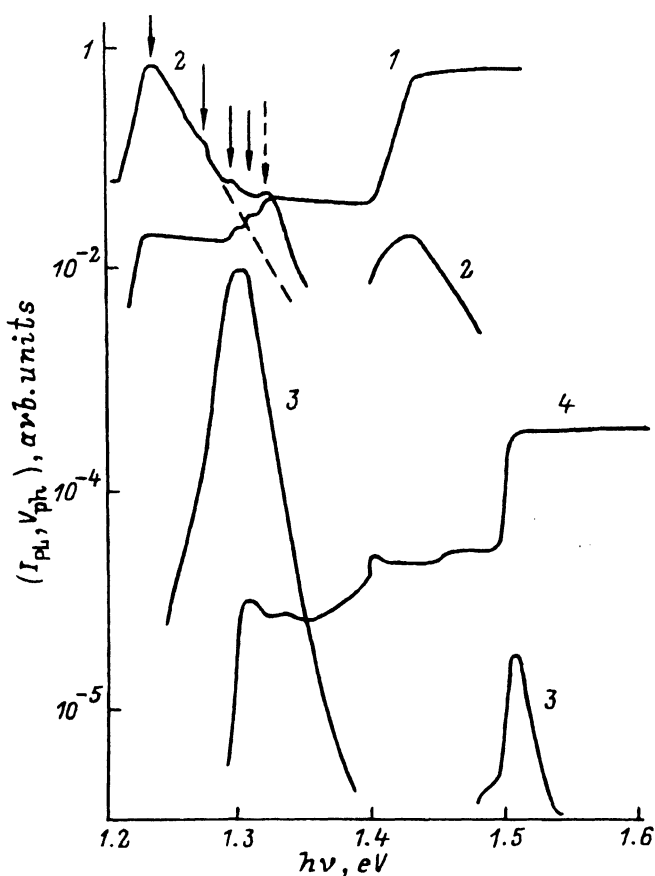


Рис. 4. Спектры ФЛ (1, 3) и КФЭ (2, 4) структуры с двойной квантовой ямой. Температура, К: 1, 2 — 300; 3, 4 — 77. Сплошными стрелками показаны теоретические значения энергий оптических переходов с широкой КЯ:  $e1-hh1$ ,  $e1-hh2$ ,  $e1-hh3$ ,  $e2-hh1$ ; прерывистой стрелкой — переход  $e1-hh1$  в узкой КЯ.

нами. При удалении КЯ от края поверхностного барьера на расстояние, соизмеримое с длиной диффузии дырок  $L_p$ , необходимо учитывать рекомбинацию пар в квазинейтральной области. Действие обоих факторов должно приводить к уменьшению  $\eta_{ph}^W$  и, следовательно,  $S_{ph}^W$  (рис. 5). При 300 К уменьшение  $S_{ph}^W$  относительно невелико (кривые 1, 2). Однако при 77 К фоточувствительность в области поглощения КЯ (кривая 4) полностью исчезла, в то время как на исходной структуре наблюдался лишь температурный сдвиг порога фоточувствительности (кривая 3). Зависимость  $S_{ph}^W$  от высоты барьера  $E_a$  вида  $S_{ph}^W \sim \exp(-E_a/kT)$  ограничивает возможность применения метода спектроскопии КФЭ, как и других фотоэлектрических методов, к структурам с глубокими КЯ в квазинейтральной области.

На структуре 4 с максимальным значением  $x$  после наращивания покровного слоя наблюдался сдвиг края фоточувствительности ( $\sim 10$  мэВ) и сдвиг и уширение пика ФЛ в наиболее широкой КЯ (рис. 6), которые связаны с гашением экситонного поглощения при вы-



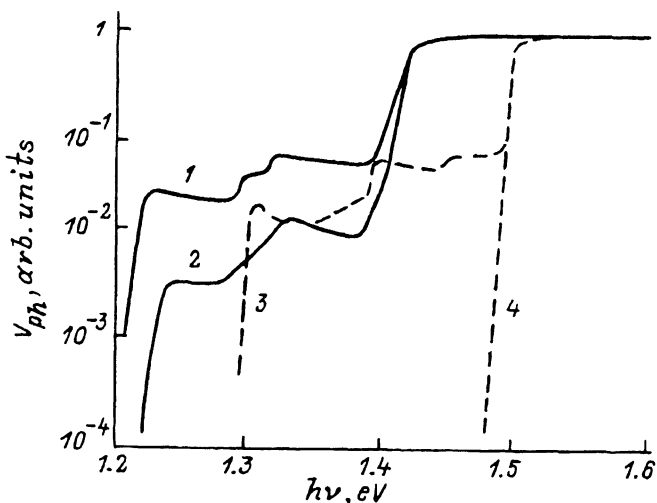


Рис. 5. Влияние покровного слоя на спектр КФЭ. 1, 2 — до наращивания ( $L_{bs} = 21 \text{ нм}$ ); 3, 4 — после наращивания ( $L_{bs} = 0.5 \text{ мкм}$ ). Температура, К: 1, 3 — 300; 2, 4 — 77.

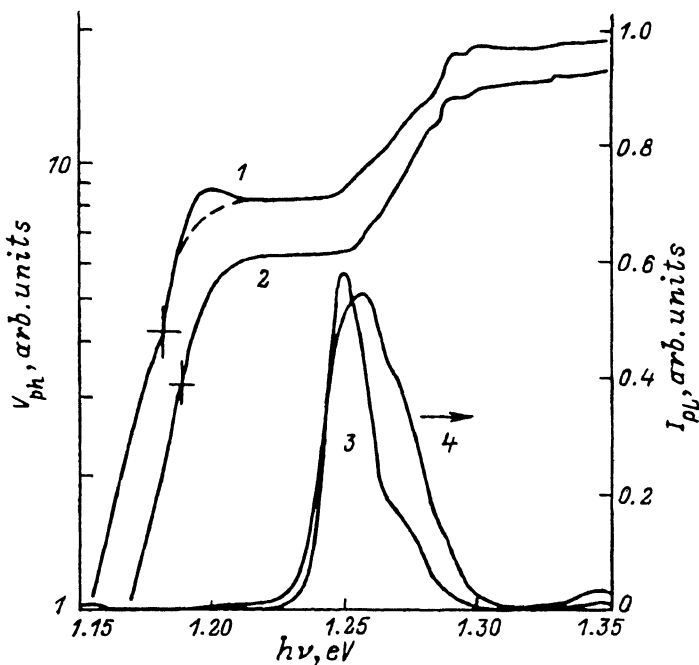


Рис. 6. Влияние покровного слоя на спектры КФЭ и ФЛ структуры 4. 1, 2 — КФЭ при 300 К до и после наращивания; 3, 4 — ФЛ при 77 К до и после наращивания.

рождении электронного газа [18], что видно и по изменению формы края спектра КФЭ. На других исследованных структурах подобных изменений спектра ФЛ и КФЭ не наблюдалось. Это означает, что уровень  $\epsilon 1$  в них лежит выше уровня Ферми и барьер  $\varphi^W > 60 \text{ мэВ}$ .

Результаты данной работы показывают, что спектроскопия КФЭ является эффективным методом изучения тонкой структуры энергетического спектра изолированных и туннельно-связанных квантовых ям и влияния на этот спектр неоднородностей химического состава гетерослоев. Независимость нормированной фоточувствительности квантовых ям от  $L_z$ ,  $x$ , дефектности гетерослоев (до определенного предела), высоты поверхностного барьера и зависимость от места расположения КЯ относительно поверхностного барьера представляет интерес в связи с расширяющимся применением ГКЯ для исследования дефектообразования в полупроводниках. Метод спектроскопии КФЭ удачно дополняет метод ФЛ в тех случаях, когда последний становится менее эффективным (высокие температуры, неглубокие квантовые ямы, сильно дефектные структуры).

Работа частично выполнялась по гранту Государственного комитета ВУЗов Российской Федерации.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за предоставление образцов для исследования и В.Я. Алешкину за полезное обсуждение некоторых результатов.

### Список литературы

- [1] C. Weisbuch, B. Vinter. *Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications* (San Diego, 1991) p. 252.
- [2] M.A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. *J. Appl. Phys.*, **70**, R1 (1991).
- [3] X. Marie, J. Barrau, B. Brousseau, Th. Amand, M. Brousseau, E.V.K. Rao, F. Alexandre. *J. Appl. Phys.*, **69**, 812 (1991).
- [4] И.А. Карпович, В.Я. Алешкин, А.В. Аншон, Т.С. Бабушкина, Б.Н. Звонков, И.Г. Малкина. *ФТП*, **24**, 2172 (1990).
- [5] L. Tarricone, C. Arena, A. Parisini, F. Genova. *J. Appl. Phys.*, **72**, 3578 (1992).
- [6] X. He, M. Raseghi. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 618 (1993).
- [7] L. Bergmann. *Phys. Zeitschrift*, **33**, 209 (1932).
- [8] И.А. Карпович, В.Я. Алешкин, А.В. Аншон, Н.В. Байдусь, Л.М. Батукова, Б.Н. Звонков, С.М. Планкина. *ФТП*, **26**, 1889 (1992).
- [9] И.А. Карпович, В.Я. Алешкин, А.В. Аншон, Н.В. Байдусь, Л.М. Батукова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, С.М. Планкина. *ФТП*, **28**, 104 (1994).
- [10] В.Я. Алешкин, А.В. Аншон, И.А. Карпович. *ФТП*, **27**, 1344 (1993).
- [11] J. Nelson, M. Paxon, K.W.J. Barnham, J.S. Roberts, C. Button. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-29**, 1460 (1993).
- [12] G. Huang, D. Ji, U.K. Reddy, T.S. Hederson. *J. Appl. Phys.*, **62**, 3366 (1987).
- [13] J. Menendes, A. Pinczuk, D.J. Werder, S.K. Sputz, R.C. Miller, D.L. Silco, Y. Cho. *Phys. Rev.*, **36**, 8165 (1987).
- [14] J. Reithmaier, R. Hoger, H. Riechert, A. Herbele, G. Abstraiter, H. Wiemann. *Appl. Phys. Lett. B*, **5C**, 536 (1990).
- [15] R.L. Greene, K.K. Bajaj, D.E. Phelps. *Phys. Rev. B*, **29**, 1807 (1984).
- [16] M. Kasu, N. Kobayashi. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1262 (1993).
- [17] D.J. Arent, S. Nilsson, Y.D. Galeuchet, H.P. Meier, W. Walter. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 2611 (1989).
- [18] C.V. Shank, R.L. Fork, R. Yen, J. Shan, B.I. Greene, A.C. Gossard, C. Weisbuch. *Solid State Commun.*, **47**, 981 (1983).

# Diagnostics of the quantum well heterostructures by the capacitive photovoltage spectroscopy method

*I.A. Karpovich and D.O. Filatov*

N.I. Lobachevskii Nizhnii Novgorod State University, 603600 Nizhnii Novgorod, Russia

Some peculiarities of the capacitive photovoltage and photoluminescence of GaAs/InGaAs heterostructures with single and double asymmetric quantum wells connected with size quantization and influence of the alloy composition on the spectra have been studied. Dependencies of the photosensitivity and the quantum efficiency on the quantum wells parameters and locations of quantum wells in relation to the surface barrier has been obtained. Capacitive photovoltage has been shown to be an effective method for the diagnostics of the heterostructures relatively shallow quantum wells.

---