

## ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОЯХ GaAs С ВСТРОЕННОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ КВАНТОВОЙ ГЕТЕРОЯМОЙ

И. А. Карпович, В. Я. Алешкин, А. В. Аншон, Н. В. Байдусь,  
Л. М. Батукова, Б. Н. Звонков, С. М. Планкина

Нижегородский научно-исследовательский физико-технический институт  
им. Н. И. Лобачевского, 603600, Нижний Новгород, Россия  
(Получена 6.05.1992. Принята к печати 7.05.1992)

Методами фотолюминесценции и конденсаторной фотоэдс исследованы особенности фотоэлектронных явлений в слоях GaAs с квантовой ямой InGaAs, встроенной на поверхности, в области пространственного заряда и в квазинейтральном объеме. Вынос ямы на поверхность приводит к сильному гашению фотолюминесценции в яме, но слабо влияет на конденсаторную фотоэдс. Показано, что метод конденсаторной фотоэдс применим для диагностики квантовых ям в сильно дефектных структурах. Явление конденсаторной фотоэдс связывается с эмиссией электронно-дырочных пар из квантовой ямы и их последующим разделением на ближайших барьерах. В слоях с квантовыми ямами в области пространственного заряда отсутствует активационная зависимость конденсаторной фотоэдс от температуры, характерная для слоев с квантовыми ямами в объеме, что объяснено туннельным механизмом эмиссии электронов и дырок из квантовых ям.

Полупроводниковым структурам с квантовыми ямами (КЯ) посвящена уже обширная литература. Однако до сих пор почти не исследованы особенности электронных явлений в полупроводниках с встроенной на поверхности квантовой гетероямой. В настоящее время хорошо изучена лишь структура Si—SiO<sub>2</sub> подобного типа с индуцированной на поверхности КЯ [1], геометрические параметры и заполнение которой жестко связаны и определяются величиной поверхностного потенциала. При встраивании на поверхности гетероямы имеется возможность независимо и в широких пределах варьировать положение ямы в области пространственного заряда (ОПЗ) ее геометрические параметры (ширину, глубину, профиль), заполнение и заряд, что открывает, с одной стороны, новые методические возможности для изучения физико-химических процессов на поверхности и природы поверхностных состояний и, с другой стороны, возможности практического использования модифицированной подобным способом поверхности (см., например, [2]).

В данной работе методами фотолюминесценции (ФЛ) и конденсаторной фотоэдс (КФЭ) исследованы некоторые особенности фотоэлектронных процессов в слоях GaAs с встроенной на поверхности квантовой гетероямой InGaAs. Основными целями исследования было развитие фотоэлектрических методов диагностики квантовых ям и выяснение влияния электрического поля в ОПЗ и дефектной границы диэлектрик-полупроводник на характеристики КЯ, а также влияния самой КЯ на фотоэлектронные явления вблизи поверхности.

### Методика эксперимента

Слой GaAs с КЯ, образованной прослойкой In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x = 0.2 - 0.3$ ), наносился на подложки полуизолирующего GaAs (100) методом МОС гидридной эпитаксии. По расположению КЯ в слое можно выделить три типа слоев.

1. Слой с КЯ на поверхности GaAs (ПКЯ). Наружной стенкой ПКЯ является сравнительно несовершенная граница InGaAs с собственным окислом.
2. Слой с «утопленной» КЯ (УКЯ), в которых КЯ располагалась в ОПЗ обычно на расстоянии  $\sim 100 \text{ \AA}$  под поверхностью. В этом случае стенки ямы были одинаковыми, но яма находилась в электрическом поле ОПЗ, почти таком же, как в случае ПКЯ.
3. Слой с КЯ в объеме (ОКЯ), в которых яма располагалась в квазинейтральной области GaAs.

И GaAs, и твердый раствор КЯ специально не легировались.

На рис. 1, *a* схематически показана совмещенная энергетическая диаграмма трех типов слоев. Высота поверхностного барьера в темноте  $\varphi_0$  была  $0.6 - 0.7 \text{ эВ}$  [3], внутреннего барьера (на рисунке не показан)  $\approx 0.5 \text{ эВ}$ .

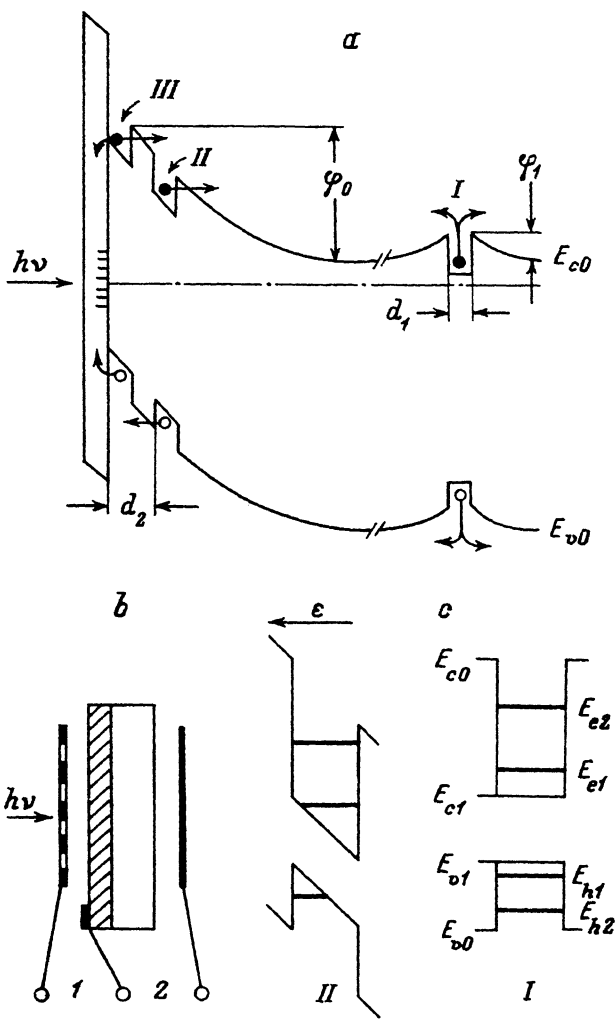


Рис. 1. *a* — энергетическая диаграмма слоев с разным расположением КЯ: I — ОКЯ, II — УКЯ, III — ПКЯ. *b* — схемы для измерения КФЭ: 1 — на поверхностном барьере, 2 — на внутреннем барьере. *c* — энергетические диаграммы квантовых ям: I — в квазинейтральной области, II — в электрическом поле ОПЗ.

При различии термодинамических работ выхода в GaAs и КЯ происходит заряджение ОКЯ и возникает дополнительный барьер для выхода электронов или дырок в зависимости от знака заряда в КЯ. На рис. 1, а показан случай отрицательного заряджения ОКЯ.

Толщины КЯ  $d_1$  в разных условиях варьировали от 50 до 100 Å. Типичные параметры слоя GaAs: толщина  $d_0 \approx 1.4$  мкм, концентрация  $n_0 = (1-4) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, подвижность  $\mu_n = 6000-4500$  см<sup>2</sup>/В·с.

ФЛ измерялась при фотовозбуждении слоев гелий-неоновым лазером (1 мВт). Для измерений КФЭ использовались два метода: КФЭ на большом сигнале ( $V_{pb}$ ) измерялась при постоянном освещении методом динамического конденсатора, малосигнальная КФЭ ( $\Delta V_{pb}$ )—при модулированном освещении ( $f \approx 1$  кГц) методом статического конденсатора [3]. В обоих случаях одной из обкладок конденсатора служил эпитаксиальный слой GaAs (рис. 1, в), что позволяло выделить КФЭ, возникающую только на поверхностном барьере. В некоторых экспериментах, о которых говорится дальше, КФЭ измерялась на внутреннем барьере между слоем GaAs и полуизолирующей подложкой. В этом случае второй электрод конденсатора прижимался к тыльной стороне подложки (рис. 1, б).

### Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены спектры ФЛ при 300 и 77 К слоев с ПКЯ и УКЯ. Пики краевой ФЛ GaAs (при  $h\nu > 1.4$  эВ) в обоих случаях практически совпадали. Как видно из рисунка, перенос КЯ из приповерхностной области непосредственно на поверхность приводит к значительному гашению интенсивности ФЛ в КЯ (при 77 К почти на 3 порядка), что свидетельствует о появлении дополнительного канала быстрой безызлучательной рекомбинации на стенке диэлектрик-полупроводник ПКЯ. При этом в 2—3 раза увеличивается полуширина пика ФЛ.

Наблюдающееся на некоторых слоях расщепление пика ФЛ в УКЯ, хорошо заметное на кривой 1, возможно, связано с крупномасштабными флуктуациями (вдоль плоскости КЯ) профиля стенки ямы, тогда как более широкие и почти бесструктурные пики ФЛ в ПКЯ свидетельствуют о доминировании мелкомасштабных флуктуаций гауссовского типа [4].

Для интерпретации результатов исследования КФЭ важное значение имеют некоторые особенности явления, связанные со способом измерений.

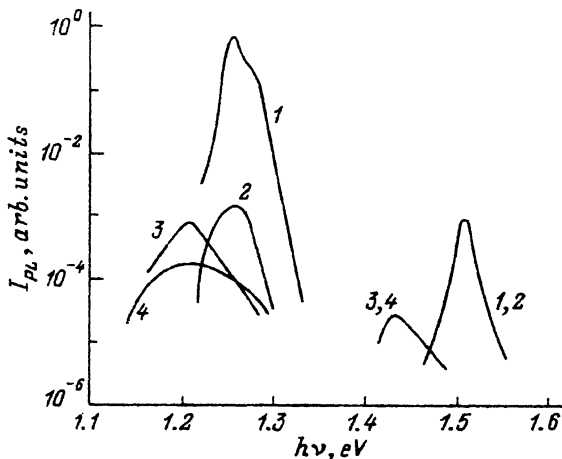


Рис. 2. Спектры ФЛ слоев. 1, 3 — слой с УКЯ, 2, 4 — слой с ПКЯ. Т, К: 1, 2 — 77; 3, 4 — 297. Параметры КЯ:  $x = 0.27$ ,  $d_1 = 100$  Å; для УКЯ  $d_2 = 160$  Å.

Как известно, в барьерах разных типов (поверхностный барьер, барьер Шотки,  $p$ — $n$ -переход) зависимости стационарной фотоэдс  $V_{ph} \gg kT/q$  от интенсивности освещения  $L$  и температуры  $T$  обычно описываются выражением вида

$$V_{ph} = \eta \frac{kT}{q} \ln(1 + BL), \quad (1)$$

$$B = C \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $\eta \sim 1$ ,  $C$  и  $E_a$  — некоторые константы, физический смысл и связь которых с параметрами материала раскрываются в теории фотоэдс для конкретных барьеров. Так, для стандартной модели обедненного слоя на поверхности [5] энергия активации  $E_a$  определяется высотой барьера  $\varphi_0$ .

Если малосигнальная фотоэдс  $\Delta V_{ph} \ll kT/q$  измеряется при модулированном освещении на фоне постоянной подсветки, интенсивность которой много больше интенсивности модулированного освещения ( $L_c \gg \Delta L_m$ ), то, дифференцируя (1), можно получить

$$\Delta V_{ph} = \eta \frac{kT}{q} \left(\frac{C_m}{C_c}\right) \frac{\Delta L_m}{L_c}, \quad (3)$$

где величины  $C_m$  и  $C_c$  определяют соответствующие уровни фотоинъекции. Заметим, что  $\Delta V_{ph}$  в отличие от  $V_{ph}$  не зависит от  $E_a$ .

КФЭ в GaAs, изменяемая без подсветки в статическом конденсаторе, даже на низких частотах ( $f \sim 10^2 - 10^3$  Гц) оказывается на 2—3 порядка меньше стационарной фотоэдс, измеряемой в тех же условиях методом динамического конденсатора. Это связано с большим вкладом в фотоэдс длинновременных процессов с временами релаксации  $\tau > (2\pi f)^{-1}$ , наличие которых приводит к накоплению разделенных в поле барьера зарядов и возникновению большой квазистационарной фотоэдс  $V_{ph} \gg \Delta V_{ph}$ . Действие эффекта накопления, очевидно, аналогично действию постоянной подсветки, уменьшающей fotocувствительность барьера к модулированному освещению согласно (3), с тем, однако, отличием, что обусловленный эффектом накопления уровень автоподсветки  $C_c L_c$  в (3) не может быть задан произвольно, а сам определяется  $\Delta L_m$  и зависит от частоты модуляции. Это обстоятельство не позволяет однозначно связать  $\Delta V_{ph}$  с абсолютной fotocувствительностью. Тем не менее благодаря линейной связи  $\Delta V_{ph}$  с  $\Delta L_m$ , которая легко реализуется при достаточно низкой интенсивности  $\Delta L_m$ , а также возможности применения высокочувствительных селективных измерительных систем этот способ измерений КФЭ удобен для изучения, например, относительной спектральной зависимости fotocувствительности.

На рис. 3 приведены нормированные на единицу энергии спектры малосигнальной КФЭ тех же образцов, для которых изменены спектры ФЛ на рис. 2. Пикам ФЛ, которые отмечены стрелками, обычно соответствует спад fotocувствительности на уровне  $\sim 1/2$  от уровня плато или максимума.

Эффект размерного квантования, состоящий в увеличении ширины запрещенной зоны и соответствующем сдвиге края fotocувствительности и максимума ФЛ в КЯ, одинаково хорошо проявляется как в УКЯ, так и в ПКЯ. В частности, для слоев, спектры которых приведены на рис. 1, 2, ширина запрещенной зоны КЯ  $E_{g1}(100 \text{ \AA}) = E_{c1} - E_{v1} = 1.21$  эВ, а для трехмерного материала с  $x = 0.27$   $E_{g1}(\infty) = E_{c1} - E_{v1} = 1.15$  эВ. Однако тонкая структура полосы fotocувствительности КЯ, связанная с оптическими переходами между подзонами с  $n > 1$ , в ПКЯ более размыта. Характерная ступенька на кривой fotocувствительности УКЯ при  $h\nu = 1.28$  эВ (кривая 2), связанная с переходами между подзонами

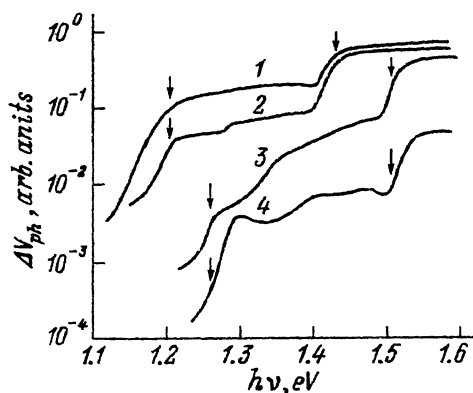


Рис. 3. Спектры малосигнальной КФЭ. 1, 3 — слой с ПКЯ; 2, 4 — слой с УКЯ. Т, К: 1, 2 — 297; 3, 4 — 77. Параметры КЯ те же, что на рис. 1. Стрелками показано положение пиков ФЛ.

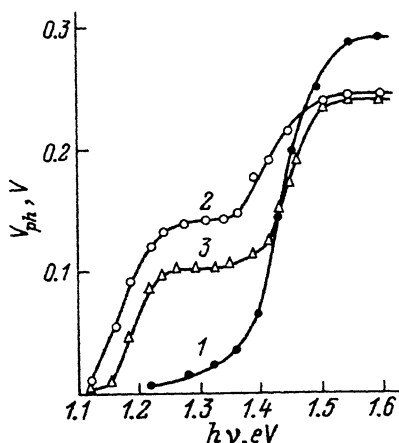


Рис. 4. Спектральная зависимость КФЭ на большом сигнале. 1 — слой без КЯ, 2, 3 — слой с ОКЯ; Т, К: 2 — 297, 3 — 77. Параметры КЯ:  $x = 0.3$ ,  $d_1 = 50 \text{ \AA}$ ,  $d_2 = 0.85 \text{ мкм}$ .

$E_{h2} \rightarrow E_{c2}$  (рис. 1, с), в слое с ПКЯ почти незаметна при 300 К. При 77 К она достаточно хорошо выявляется и в УКЯ, и ПКЯ (кривые 3, 4).

Квантовые ямы хорошо выявляются на спектральных зависимостях КФЭ, снятых в режиме большого сигнала в динамическом конденсаторе (рис. 4). В связи с логарифмической зависимостью  $V_{ph}(L)$  в этом случае фотоэдс в области поглощения КЯ оказывается соизмеримой с фотоэдс в области поглощения GaAs (кривые 2, 3).

В отличие от ФЛ КФЭ менее чувствительна к дефектам структуры, что проявляется при химических обработках поверхности. Например, было обнаружено, что при наращивании слоя анодного окисла толщиной 15 — 20  $\text{\AA}$  ФЛ часто полностью гасится не только в ПКЯ, но и в УКЯ, отстоящей от поверхности на расстоянии 150 — 200  $\text{\AA}$ . Однако малосигнальная КФЭ при этом даже возрастает почти равномерно по всему спектру в 2 — 3 раза, что обусловлено уменьшением инерционности поверхностного барьера при окислении поверхности. При дальнейшем наращивании анодного окисла происходит абсолютное и относительное уменьшение КФЭ в области поглощения КЯ.

Известно [6], что при окислении поверхности генерируются дефекты (вакансии, междоузельные атомы). Мигрируя в объем, они приводят к образованию эффективных центров безызлучательной рекомбинации, гасящих ФЛ, а при более высокой концентрации — и КФЭ. Использование структур с КЯ открывает новые возможности для изучения этих процессов при поверхностных химических реакциях (окисление, травление и др.).

Фотопроводимость и КФЭ в слоях GaAs при межзонном поглощении света в КЯ возникают в результате термической эмиссии неравновесных дырок из КЯ и их последующего переноса в поле поверхностного и внутреннего барьеров [7]. При этом изменяются высота и толщина барьеров, что приводит к возникновению КФЭ и фотопроводимости, как и при собственном поглощении света в GaAs [3]. Фактически происходит термоэмиссия из ямы электронно-дырочных пар, так как нейтрализация дырок в объеме образца и сохранение нейтральности образца с КЯ в целом могут быть обеспечены только при одновременном выбросе из ямы и электронов, однако в связи с относительно высокой концентрацией электронов в яме в полупроводнике n-типа темп эмиссии электронов в обычных условиях не ограничивает образование и диффузию пар в квазинейтральный объем. С этим ме-

ханизмом связывалось обнаруженное в [7] различие температурных зависимостей КФЭ (фотопроводимости) при межзонном поглощении света в GaAs и КЯ: слабая зависимость в первом случае и экспоненциальная во втором.

Приведем дополнительные доказательства этого механизма генерации КФЭ. С помощью двух конденсаторов (рис. 1, б) были получены спектральные зависимости КФЭ на переднем и внутреннем барьерах слоя, в котором ОКЯ располагалась в середине квазинейтральной области в состоянии  $\approx 0.85$  мкм от границ пленки (рис. 5, кривые 2, 3). Для этого образца диффузионная длина дырок  $l_p$ , определенная по методу [8], составляла  $\approx 0.8$  мкм, толщина ОПЗ на переднем барьере  $\approx 0.3$  мкм, т. е. КЯ располагалась на расстоянии от переднего барьера несколько меньше  $l_p$ . На обеих кривых хорошо выявляется область fotocувствительности КЯ.

При стравливании покровного слоя GaAs fotocувствительность в области поглощения КЯ на переднем барьере возрастает (кривая 1), а на внутреннем барьере соответственно уменьшается (кривая 4) до тех пор, пока яма не оказывается на краю ОПЗ переднего барьера. Очевидно, КЯ можно рассматривать как плоский  $\delta$ -образный источник электронно-дырочных пар. Увеличение стока пар на передний барьер при его приближении к источнику уменьшает их поток на внутренний барьер. Оценка  $l_p$  по формуле  $\Delta V_{ph} \sim \exp(-x/l_p)$ , которая не учитывает конечной толщины области диффузии и взаимного влияния барьеров друг на друга, дает значение  $l_p \approx 0.65$  мкм, близкое к значению, полученному другим методом.

На рис. 6 приведены температурные зависимости  $\Delta V_{ph}$  для слоев с разным расположением КЯ. Чтобы исключить неопределенность с величиной эффекта накопления в разных условиях, во всех случаях использовалась одинаковая подсветка образцов немонохроматическим светом. С учетом (3) температурные зависимости КФЭ строились в координатах  $\lg(\Delta V_{ph} T^{-1}) - T^{-1}$  и, следовательно, давали температурную зависимость отношения  $C_m/C_c$ .

При межзонном поглощении света в GaAs ( $h\nu = 1.6$  эВ), а также в УКЯ ( $h\nu = 1.3$  эВ)  $C_m/C_c$  и  $\Delta V_{ph}$  слабо зависят от температуры (кривые 1, 2). При фотовозбуждении ОКЯ зависимость  $\Delta V_{ph}(T)$  имеет активационный характер (кривая 5), т. е. в этом случае

$$C_m \sim \exp\left(-\frac{E_{a1}}{kT}\right) \quad (4)$$

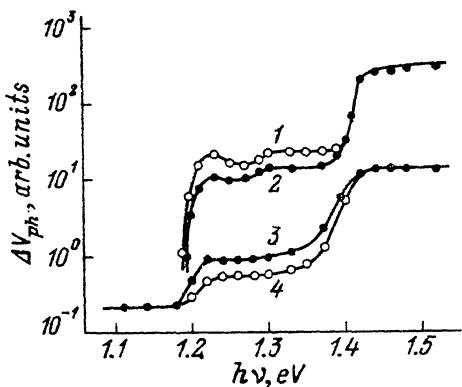


Рис. 5. Спектральная зависимость малосигнальной КФЭ для слоя с ОКЯ. 1, 2 — на поверхностном барьере; 3, 4 — на внутреннем барьере. 1, 4 — после стравливания покровного слоя на глубину 0.3 мкм.

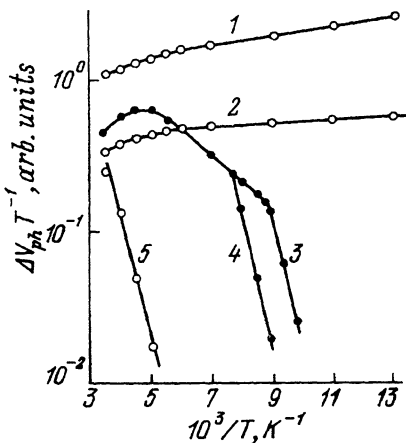


Рис. 6. Температурная зависимость КФЭ. 1, 3, 4 — слой с ПКЯ, 2 — слой с УКЯ, 5 — слой с ОКЯ;  $h\nu$ , эВ: 1 — 1.6, 2—5 — 1.3;  $L_c$ : 3 — 0.3, 4 — 1.

с энергией активации  $E_{a1} \approx 0.16$  эВ. При фотовозбуждении ПКЯ наблюдались относительно слабая зависимость  $\Delta V_{ph}(T)$  при  $T$  К 120 К и активационная с  $E_{a1} \approx 0.18$  эВ при низких температурах, причем активационный участок сдвигается к высоким температурам при увеличении интенсивности подсветки (кривые 3, 4).

Если принять, что неравновесные концентрации  $\Delta n_1$  и  $\Delta p_1$  в ОКЯ слабо зависят от температуры и яма отрицательно заряжена, то энергии активации процесса термоэмиссии электронов и дырок будут

$$E_{an} = \Delta E_c - \Delta E_{c1}(d), \quad (5)$$

$$E_{ap} = \Delta E_v - \Delta E_{h1}(d) + \varphi_1, \quad (6)$$

где  $\Delta E_{c1}(d) = E_{c1} - E_{c1}$ ,  $\Delta E_{h1} = E_{v1} - E_{h1}$  (рис. 1, с). Эмиссия пар из ОКЯ определяется  $E_{op}$ . Расчет величин в (5), (6) проводился по теории [9] для образца  $x = 0.27$  и  $d_1 = 50$  Å, на котором получена кривая 5 на рис. 6. Получены значения:  $\Delta E_c = 200$ ,  $\Delta E_v = 110$ ,  $\Delta E_{c1} = 70$ ,  $\Delta E_{h1} = 20$ ,  $E_{an} = 130$  мэВ и  $E_{op} = 90$  мэВ +  $\varphi_1$ . Барьер  $\varphi_1$  с учетом двухмерности ямы рассчитывался по [10] в предположении одинакового фонового уровня легирования GaAs и КЯ ( $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>). Получены значения:  $\varphi_1 = 38$  и  $55$  мэВ при 300 и 200 К соответственно. Аппроксимируя зависимость  $\varphi_1(T)$  в этом интервале линейной функцией  $\varphi_1(T) = \varphi_1(0) - \alpha T$ , получаем  $\alpha = 0.17$  мэВ/К,  $\varphi_1(0) = 89$  мэВ и  $E_{op} = 0.18$  эВ в хорошем согласии с экспериментальным значением 0.16 эВ.

Безактивационный механизм генерации КФЭ при фотовозбуждении квантовой ямы, находящейся в электрическом поле ОПЗ, обусловлен доминированием туннельной эмиссии электронов и дырок через сниженный полем треугольный барьер (рис. 1, а, с).

Оценим время жизни электронов и дырок в КЯ  $\tau_i$  по отношению к туннельной эмиссии. При  $n_0 = 4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и остаточной (на свету) высоте барьера  $\varphi_0 \approx \approx 0.4$  эВ напряженность поля в окрестности КЯ  $\mathcal{E} \approx 7 \cdot 10^4$  В/см, а изменение энергии дна ямы ( $d_1 = 100$  Å)  $\Delta E_{c1} = \Delta E_{v1} = q\mathcal{E}d_1 \approx 70$  мэВ. Оценка положения первой подзоны в треугольной яме по формуле [1]

$$\Delta E \approx 2.34 \left( \frac{q\hbar\mathcal{E}}{\sqrt{2m^*}} \right)^{2/3}$$

дает  $\Delta E_{h1} \approx 37$  и  $\Delta E_{c1} \approx 69$  мэВ. Последняя оценка менее точна, так как уровень  $E_{c1}$  почти выходит из треугольной ямы (рис. 1, с). Время жизни  $\tau_i \sim \sim 2\pi/\omega D$ , где  $\omega \sim \Delta E/\hbar$ , и

$$D \approx \exp \left[ - \frac{4\sqrt{2m^*} (\Delta E_{c,v} - \Delta E)^{3/2}}{3q\hbar\mathcal{E}} \right]$$

— прозрачность треугольного барьера [11], составляет для дырок  $\tau_{ip} \sim 10^{-9}$  и для электронов  $\tau_{in} \sim 10^{-11}$  с (принималось:  $m_n^* = 0.07 m_0$  и  $m_p^* = 0.45 m_0$ ). Рекомбинационное время жизни неравновесных носителей в КЯ, по крайней мере для УКЯ и ОКЯ, по-видимому, такого же порядка, как и в объеме GaAs, где  $\tau_n = \tau_p = \tau_p^0/D_p \sim 10^{-9}$  с. Заметим, что в отличие от ОКЯ, где эмиссия пар определялась темпом эмиссии дырок, для ПКЯ и УКЯ, находящихся вблизи вершины поверхностного барьера, разделение зарядов на барьере определяется эмиссией из ямы электронов, и, как следует из оценки, туннельный механизм их эмиссии действительно должен быть доминирующим ( $\tau_{in} \ll \tau_n$ ).

Появление активационной зависимости  $\Delta V_{ph}(T)$  в слоях с ПКЯ при низких температурах можно объяснить тем, что в ПКЯ рекомбинационное время жизни

значительно меньше, чем в УКЯ, из-за рекомбинации на стенке ямы диэлектрик-полупроводник и, если оно имеет температурную зависимость вида  $\tau_n \sim \exp(-E/kT)$ , то при достаточно низкой температуре, когда станет выполняться неравенство  $\tau_n < \tau_{tn}$ , эмиссия электронов, оставаясь по природе туннельной, станет сильно зависеть от температуры. Такое объяснение хорошо согласуется с фактами гашения ФЛ в ПКЯ и сдвига активационной зависимости к высоким температурам при увеличении интенсивности подсветки, которая увеличивает  $\tau_{tn}$  из-за спрямления барьера.

Относительно большая энергия активации  $\Delta V_{ph}$  в ОКЯ приводит к тому, что уже при 200 К яма в спектре малосигнальной КФЭ исчезает. В режиме большого сигнала этого не происходит: фотоэдс от ОКЯ при низких температурах почти такая же, как при комнатной температуре (рис. 3, кривые 2, 3). Это различие имеет простое объяснение: в режиме малого сигнала  $\Delta V_{ph}$  определяется, согласно (3), отношением  $C_m$  (4) к  $C_c(T) \approx \text{const}$ , а в режиме большого сигнала — отношением  $L$  к величине  $B^{-1}$  в (2), которая экспоненциально уменьшается при понижении температуры.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем (под ред. Ю. В. Шмарцева), 410. М. (1985).
- [2] H. Hasegawa, M. Akazawa, H. Ishii. J. Vac. Sci. Techn. B, 8, 867 (1990).
- [3] И. А. Карпович, Б. И. Бедный, Н. В. Байдусь, С. М. Планкина, М. В. Степихова, М. В. Шилова. ФТП, 23, 2164 (1989).
- [4] M. A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys., 70, R1 (1991).
- [5] А. В. Ржанов. Электронные процессы на поверхности полупроводников, 480. М. (1971).
- [6] А. Г. Итальянцев. Поверхность, 122 (1991).
- [7] И. А. Карпович, В. Я. Алешкин, А. В. Аншон, Т. С. Бабушкина, Б. Н. Звонков, И. Г. Малкина. ФТП, 24, 2172 (1990).
- [8] A. R. Moore. J. Appl. Phys., 54, 222 (1983).
- [9] G. Huang, D. Ji, U. K. Reddy., T. S. Henderson, R. Houdrě, H. Morkoc. J. Appl. Phys., 62, 3366 (1987).
- [10] В. Я. Алешкин, А. А. Костин, Ю. А. Романов. ФТП. 26, 318 (1992).
- [11] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, т. 2, 455 (1984).

Редактор Л. В. Шаронова

---