

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaAs/InGaAs С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ

Карпович И. А., Алешкин В. Я., Аншон А. В.,
Бабушкина Т. С., Звонков Б. Н., Малкина И. Г.

Исследованы планарная фотопроводимость (ФП) и конденсаторная фотоэдс (КФЭ) в эпитаксиальных гетероструктурах GaAs/InGaAs с квантовой ямой, образованной прослойкой твердого раствора. Показано, что в спектрах ФП и КФЭ проявляется размерное квантование, и фоточувствительность, связанная с межзонным поглощением в квантовой яме, в некотором интервале температур экспоненциально зависит от температуры. Результаты интерпретированы в рамках барьерной модели фотопроводимости таких структур.

В последнее время большое внимание привлекают квантово-размерные эпитаксиальные гомо- и гетероструктуры различного типа (см., например, [1]). Пока сравнительно мало изучены фотоэлектрические свойства эпитаксиальных структур на основе GaAs с встроенными одиночными квантовыми ямами. В данной работе исследованы планарная фотопроводимость и конденсаторная фотоэдс в подобной структуре с квантовой ямой, образованной прослойкой твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Методика эксперимента

Структуры с квантовой ямой получались на подложках из полуизолирующего (*i*) GaAs методом МОС гидридной эпитаксии и состояли из трех слоев: буферного слоя n -GaAs [толщиной $d_1 = 0.1 - 1.6$ мкм, $n = (0.7 \div 3.0) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$], прослойки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.35$, $d_2 = 3 - 8$ нм, $n_2 = 10^{17} - 18$ см $^{-3}$) и покровного слоя n -GaAs [$d_3 = 0.1 - 6$ мкм, $n_3 = (0.7 \div 3) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$]. Вариация толщин d_1 , d_3 при постоянстве $d_1 + d_3 = 1.7$ мкм позволяет располагать квантовую яму на разных расстояниях от поверхности.

Контакты для измерений ФП получались вжиганием оловянной фольги искровым разрядом. КФЭ измерялась с помощью полупрозрачного электрода, нанесенного на тонкую (30 мкм) слюдяную пластинку, и металлического электрода, которые прижимались соответственно к эпитаксиальной структуре и подложке, образуя конденсатор.

Структуры освещались модулированным монохроматическим светом от монохроматора МДР-2 и постоянным неразложенным светом лампы накаливания, применявшимся в качестве подсветки. С помощью автоматизированной измерительной системы производилась обработка сигнала фототовета $V_\phi(h\nu)$ и построение зависимости фоточувствительности $S_\phi = V_\phi(h\nu)/L(h\nu)$, рассчитанной на единицу падающей энергии $I(h\nu)$, от энергии фотонов.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена энергетическая диаграмма исследованных структур, для случая расположения ямы в квазинейтральной области GaAs. Составу $x = 0.35$ соответствует ширина запрещенной зоны в неквантованном материале

$E_{g2}(\infty) \approx 1.07$ эВ. Рассчитанные по модели [2] глубины ямы, отсчитанные от краев c - и v -зон GaAs, соответствуют $\Delta E_c = 0.22$ и $\Delta E_v = -0.13$ эВ, а значения ширины запрещенной зоны в квантово-размерном слое $E_{g2}(d_2)$ для нескольких толщин приведены в таблице. В результате выравнивания уровня Ферми в структуре в квантовой яме возникают отрицательный заряд и вблизи ямы — отталкивающий барьер для электронов, высота которого ϕ для применявшихся уровней легирования и толщины ямы обычно составляла ~ 0.15 эВ.

На рис. 2 приведены типичные спектральные зависимости ФП структур с разными толщинами квантовой ямы. Фоточувствительность при $h\nu \leq E_{g1} = 1.42$ эВ в основном связана с межзонными оптическими переходами в квантовой яме, так как в структурах без ямы она обычно меньше и не имеет каких-либо особенностей (кривая 1). Длинноволновый порог фоточувствительности на структурах с квантовыми ямами (кривые 2—4) закономерно меняется при изменении толщины d_2 и хорошо согласуется с теоретической величиной $E_{g2}(d_2)$ (см. таблицу), что можно рассматривать как подтверждение достаточно хорошего соответствия заданных технологических параметров — толщины и состава прослойки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — их реальным значениям. При пороговых значениях $h\nu$ на-

Зависимость $E_{g2}(d_2)$		
d_2 , нм	E_{g2} , эВ	
	теория	эксперимент
3	1.24	1.24
5	1.17	1.16
6	1.15	1.16
8	1.12	1.13

блюдается пик фотолуминесценции ямы, на 2—3 порядка превышающий по интенсивности пик краевой фотолуминесценции GaAs (кривая 6).

Заметим, что в некоторых партиях образцов порог фоточувствительности и пик фотолуминесценции квантовой ямы были смещены относительно расчетного значения к большим значениям $h\nu$. Например, при $d_2 = 6$ нм получались структуры с порогом фоточувствительности от 1.15 (кривая 4) до 1.23 эВ (кривая 5). Подобный сдвиг мог быть обусловлен эффектом Бурштейна—Мосса. Он также возможен при некотором размытии ямы (при увеличении d_2 и соответствующем уменьшении x). Однако тот факт, что положение ступеньки тонкой структуры при этом почти не изменялось (кривые 4, 5), свидетельствует больше в пользу первого предположения. По-видимому, неконтролируемое повышение уровня легирования до $5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ приводило к частичному заполнению первой электронной подзоны ямы и сдвигу края фоточувствительности. На большинстве образцов в области фоточувствительности квантовой ямы наблюдалась ступенька тонкой структуры при $h\nu = 1.25$ — 1.33 эВ, энергетическое положение которой с точностью до 5 % соответствует оптическим переходам между вторыми подзонами размерного квантования. На некоторых образцах наблюдались две ступеньки тонкой структуры (рис. 3).

Энергетическое положение особенностей на спектральной зависимости КФЭ обычно хорошо соответствовало их положению на спектральной зависимости ФП (рис. 3, кривые 1, 2). Поскольку при измерениях КФЭ не требуется создания токовых контактов к структурам, этот метод особенно удобен для неразрушающей экспресс-диагностики квантовых структур. Дополнительную информацию о барьерах структуры может нести знак КФЭ, который определяется в результате алгебраического сложения фотоэдс, возникающих на всех барьерах структуры.

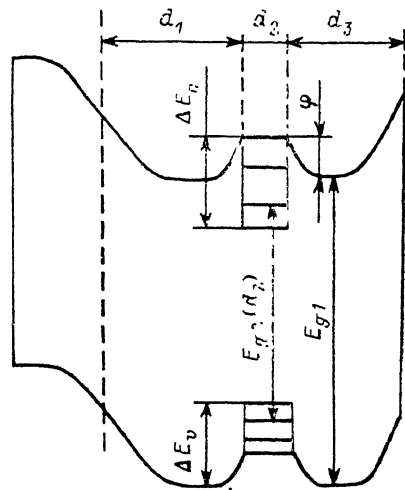


Рис. 1. Энергетическая диаграмма структуры с квантовой ямой.

Кинетика КФЭ в области поглощения GaAs ($h\nu > 1.4$ эВ), как правило, имеет сложный вид (рис. 3) (см. вставку I) и указывает на сложение несколько различающихся по временам релаксации фотоэдс противоположного знака, возникающих на поверхностном и внутреннем барьерах структуры, при этом обычно положительная фотоэдс, связанная с поверхностным барьером, доминирует. Коротковолновая постоянная подсветка ($h\nu = 0.5$ мкм) спрямляет поверхностный барьер, подавляя его чувствительность к модулированному освещению [3], что приводит к увеличению относительного вклада внутреннего барьера и смене знака КФЭ (см. вставку II).

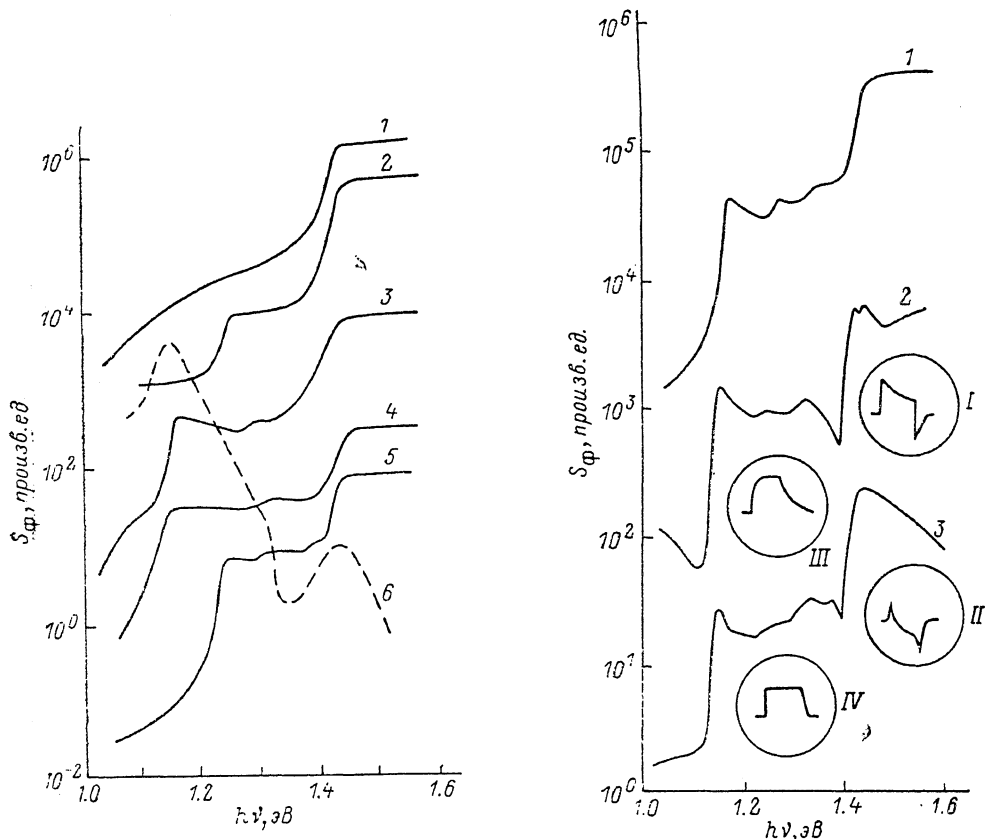


Рис. 2. Спектральная зависимость фотопроводимости фотолуминесценции структур с квантовой ямой d_2 , нм: 1 — 0, 2 — 3, 3 — 5, 4 — 6, 5 — 6, 6 — 6 (спектр фотолуминесценции).

Рис. 3. Спектральная зависимость ФП и КФЭ, кинетика КФЭ ($d_2 = 7$ нм).

1 — ФП, 2 — КФЭ без подсветки, 3 — КФЭ с подсветкой. На вставках I—IV — кинетика КФЭ.

Знак КФЭ в области поглощения квантовой ямы в основном зависит от положения ямы относительно поверхностного и внутреннего барьеров структуры. При расположении квантовой ямы в ОПЗ поверхностного барьера знак КФЭ при $h\nu < 1.4$ эВ, как правило, положительный и при подсветке сохраняется, только фотоэдс уменьшается по величине (см. вставки III, IV на рис. 3). При расположении ямы в ОПЗ внутреннего барьера знак КФЭ отрицательный.

ФП в однородных слоях GaAs в обычных условиях определяется изменением при освещении ширины поверхностного и внутреннего барьеров слоя или толщины квазинейтральной области [3]. При некоторых условиях (достаточно малом времени жизни неравновесных носителей и низком уровне фотовозбуждения) связанная с этим эффектом барьерная ФП может на много порядков превышать объемную ФП, обусловленную непосредственно наличием неравновесных носителей при отсутствии барьера (примерно в отношении $n_0 l_0 / L \tau$ [3]), где n_0 — равновесная концентрация электронов, l_0 — дебаевская длина экра-

нирования, L — интенсивность поглощенного излучения, τ — время жизни неравновесных носителей).

Так как время жизни неравновесных носителей в квантовой яме, по-видимому, существенно не превышает значений, характерных для эпитаксиальных слоев GaAs (по нашим данным, полученным из фотомагнитного эффекта, $\tau \approx 10^{-9} - 10^{-10}$ с), двумерная ФП, связанная с увеличением n_0 неравновесных носителей в самой яме, как показывают оценки, должна быть на несколько порядков меньше измеренных значений.

Наблюдаемые явления ФП и КФЭ при поглощении света квантовой ямой, вероятно, связаны с тепловым выбросом неравновесных носителей (дырок) из ямы и их последующим переносом в поле поверхностного и внутреннего барьеров, что приводит к изменению их высоты и толщины квазинейтральной области. Естественно ожидать, что ФП и КФЭ при этом должны экспоненциально

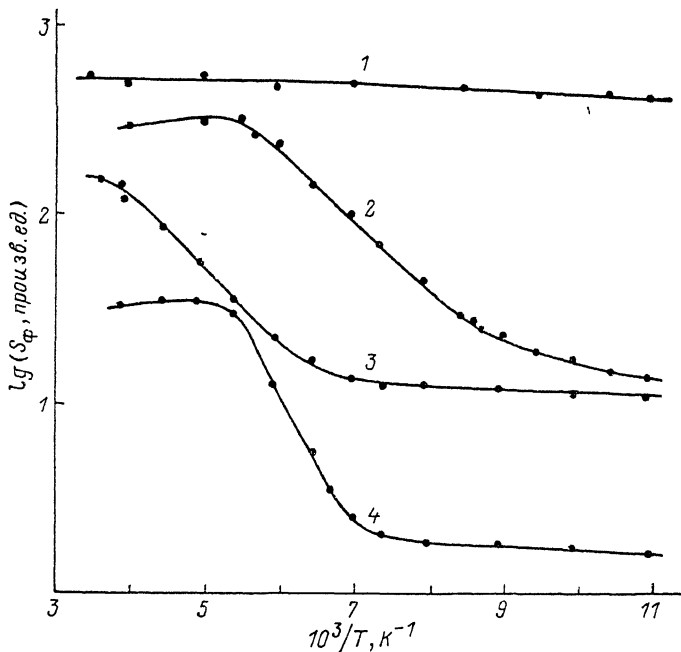


Рис. 4.

зависеть от температуры с энергией активации $E_a = \Delta E_{r1} + \Delta E_c = 0.25$ эВ для образцов с $d_2 = 6$ нм, где ΔE_{r1} — глубина залегания первой дырочной подзоны.

Было установлено, что температурные зависимости ФП и КФЭ практически совпадают, причем при фотовозбуждении в области поглощения квантовой ямы наблюдается участок экспоненциальной зависимости (рис. 4, кривые 2—4), в то время как при фотовозбуждении в области поглощения GaAs ФП и КФЭ почти не зависят от температуры (кривая 1).

Однако некоторые особенности температурной зависимости не совсем соответствуют простейшей модели: наблюдается отклонение от экспоненциальной зависимости как при низких, так и при высоких температурах, энергии активации 0.07—0.16 эВ на разных образцах оказываются существенно меньше ожидаемого значения ≈ 0.25 эВ. Что касается отклонения от экспоненциальной зависимости при низких температурах, то оно определено связано с доминированием примесной фоточувствительности в GaAs при этих температурах. На это, в частности, указывает тот факт, что отклонение от экспоненты проявляется при более высоких температурах с увеличением толщины покровного слоя (кривые 2, 3). Насыщение ФП и КФЭ при высоких температурах, как и уменьшение наклона экспоненциального участка, скорее всего связано с температурной зависимостью времени жизни носителей в квантовой яме, которая не учитывалась в вышеприведенном рассмотрении.

Список литературы

- [1] Сплин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. В. 3. С. 485—516.
- [2] Huang G., Ji D., Reddy U. K., Henderson T. S. et. al. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 8. P. 3366—3373.
- [3] Карпович И. А., Бедный Б. И., Байдусь Н. [В. и др. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2164—2170.

Исследовательский
физико-технический институт
ГУ им. Н. И. Лобачевского
Нижний Новгород

Получена 26.07.1990
Принята к печати 17.08.1990
