

Влияние гетероэпитаксиальной пассивации поверхности на спектры фоточувствительности и рекомбинационные параметры слоев GaAs

© И.А. Карпович, М.В. Степихова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 1 апреля 1997 г. Принята к печати 22 мая 1997 г.)

Исследовано влияние гетероэпитаксиальной пассивации поверхности слоев GaAs путем нанесения тонкого слоя $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ на спектры фотомагнитного эффекта, барьерной фотопроводимости и конденсаторной фотоэдс в GaAs. Обнаружено увеличение скорости поверхностной рекомбинации и аномальной дрейфовой компоненты фотомагнитного эффекта с ростом коэффициента поглощения в области сильного поглощения и выяснено влияние этих эффектов на спектры фоточувствительности. Показана возможность определения рекомбинационных параметров слоев фотоэлектрическими методами.

При определении рекомбинационных параметров эпитаксиальных слоев GaAs фотоэлектрическими методами возникают трудности, обусловленные сильным влиянием поверхности на фотоэлектрические свойства [1]. Так, наличие обедненных слоев и связанных с ними барьеров на поверхности и внутренней границе слой-полуизолирующая подложка приводит к доминированию барьерного механизма фотопроводимости (ФП) в слоях в обычных условиях (см., например, [2]). В связи с этим к ним неприменимы известные методы определения времени жизни основных носителей и скорости поверхностной рекомбинации (СПР), разработанные для объемной ФП [3,4]. Определение времени жизни неосновных носителей и СПР из фотомагнитного эффекта (ФМЭ), как показано в данной работе, требует учета спектральной зависимости СПР и аномальной дрейфовой компоненты в ФМЭ, также связанных с наличием барьера на поверхности.

В данной работе исследовано влияние гетероэпитаксиальной пассивации поверхности слоев GaAs путем нанесения тонкого слоя InGaP [5] на спектры ФМЭ, ФП и конденсаторной фотоэдс (КФЭ) в GaAs. Значительное уменьшение СПР при пассивации поверхности существенно упрощает задачу определения рекомбинационных параметров в слоях и позволяет выяснить природу некоторых особенностей в спектрах фотоэлектрической чувствительности.

Методика эксперимента

Слои GaAs были выращены на полуизолирующих подложках с ориентацией (100) методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксии) при атмосферном давлении. Параметры некоторых из них приведены в таблице.

Гетероэпитаксиальная пассивация поверхности выращенных слоев GaAs производилась путем нанесения на нее согласованного по параметру решетки слоя $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ толщиной ~ 20 нм. При наличии покровного гетерослоя уменьшается на 1–2 порядка СПР и понижается высота поверхностного барьера с ~ 0.6 до

0.3 эВ [5]. В отличие от [5] пассивация осуществлялась не в процессе выращивания, а после пребывания слоев на воздухе, что, как выяснилось, не ухудшало эффект пассивации.

При исследовании ФМЭ измерения проводились в режиме разомкнутой цепи в магнитном поле с индукцией $B = 1.8$ Тл, и по фотоэдс рассчитывался фототок короткого замыкания I_{PM} .

Фотопроводимость в планарной геометрии измерялась при модулированном монохроматическом и импульсном белом освещении. Во втором случае максимальная интенсивность на поверхности образца по квантовой эффективности соответствовала интенсивности $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ сильно поглощаемого монохроматического излучения. Одиночные световые импульсы длительностью ~ 3 мс получались с использованием лампы — вспышки. Импульс фототока регистрировался с помощью запоминающего осциллографа.

Совместное исследование спектров ФП и КФЭ позволяет оценить вклад каждого из барьеров в барьерную фотопроводимость. Для этого отдельно измерялись спектры КФЭ на поверхностном и внутреннем барьерах слоя (передстеночная и задстеночная КФЭ соответственно) по методике, описанной в работе [6]. Все спектры измерялись в малосигнальном, линейном по интенсивности освещения режиме и приводились к одинаковому числу падающих на образец фотонов.

Экспериментальные результаты и обсуждение

1. Фотомагнитный эффект

Характерной особенностью спектров ФМЭ в исследованных эпитаксиальных слоях GaAs *n*- и *p*-типа проводимости с естественной и травленной поверхностью является значительное уменьшение фототока в области собственного поглощения при энергии фотонов $h\nu > E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны (рис. 1, кривые 3, 5). В монокристаллах GaAs в этой спектральной области, наоборот, наблюдался рост фототока [7], который в соот-

Некоторые параметры исследованных слоев GaAs

№ образца	d , мкм	Тип проводимости	$n_0, p_0, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$\mu_n, \mu_0, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	L^*, L , мкм	$\tau^*, \tau, 10^{-8} \text{ с}$	$s, 10^4 \text{ см/с}$	Состояние поверхности
1	6.7	n	0.05	6700	1.1*	0.2*	5	Естественная
					3.2	1.4	$\ll 1$	Пассивированная
2	2.5	n	12.0	3100	2.1*	0.6*	1.6	Естественная
					3.5	1.4	$\ll 1$	Пассивированная
3	2.5	p	1.9	290	0.5*	$3 \cdot 10^{-3*}$	—	Естественная
4	3.0	p	6.6	290	0.8*	$8 \cdot 10^{-3*}$	—	Естественная

Примечание. Звездочкой отмечены эффективные параметры. d — толщина слоя; n_0 (p_0) — концентрация электронов (дырок); μ_n (μ_p) — подвижность электронов (дырок).

ветствии с диффузионной теорией ФМЭ [8] описывался множителем $\alpha L / (1 + \alpha L)$, где $\alpha(h\nu)$ — коэффициент поглощения, L — длина диффузии неосновных носителей. Это позволило по зависимости $1/I_{\text{ФМЭ}} = f(1/\alpha)$ определить длину диффузии L , которая в кристаллах разного типа проводимости случайным образом изменялась в интервале $0.1 \div 0.6$ мкм.

Эффект уменьшения $I_{\text{ФМЭ}}$ при $\alpha w > 1$, где w — толщина поверхностного барьера, предсказывает теория ФМЭ, учитывающая непостоянство квазиуровня Ферми для неосновных носителей в барьерной области [9]. Он обусловлен увеличением эффективной СПР s при увеличении коэффициента поглощения α от $\sim 1 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ в интервале 1.45 \div 2 эВ. Для образца 1 ($w \approx 1.2$ мкм) это условие хорошо выполняется. Качественно согласуется с этим объяснением и тот факт, что эффект уменьшается при подсветке (кривая 4) и увеличении концентрации

электронов n_0 (кривая 3), хотя для сильно легированного образца 2 ($w \approx 0.07$ мкм) ожидался более сильный сдвиг максимума в коротковолновую область.

В связи с наличием обедненного слоя и высокой скоростью рекомбинации на поверхности GaAs следует ожидать проявления существенной роли аномальной дрейфовой компоненты в ФМЭ, особенно в эпитаксиальных слоях с низкой концентрацией носителей. Расчеты по теории аномального ФМЭ [9,10] показали, что для образца 1 при $s = 5 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. таблицу) аномальная компонента уменьшает ток $I_{\text{ФМЭ}}$ почти в 2 раза на крае полосы поглощения. Согласно теории, при постоянной СПР относительный вклад аномальной компоненты должен уменьшаться с ростом коэффициента поглощения. В исследованных слоях это уменьшение может компенсироваться увеличением СПР при росте α .

Из теории следует, что при $\alpha w > 1$ результирующий ФМЭ не может быть аномальным даже при бесконечной СПР. Однако в противоречии с существующей теорией в образце 1 и других образцах с $n_0 < 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ именно в этой области при $h\nu > 1.7$ эВ ФМЭ становится аномальным (кривая 5). Это подтвердили измерения ФМЭ при постоянном освещении образца от гелий-неонового лазера ($h\nu = 1.96$ эВ): аномальный знак и линейная зависимость $I_{\text{ФМЭ}}$ от интенсивности освещения сохранялись по крайней мере до интенсивностей $\sim 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В слоях с $n_0 > 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ФМЭ не менял знак в коротковолновой области. По-видимому, теория аномального ФМЭ нуждается в уточнении для спектральной области $\alpha w > 1$.

Как уже сообщалось [5], гетерозепитаксиальная пассивация поверхности увеличивает $I_{\text{ФМЭ}}$ и полностью устраняет эффект уменьшения $I_{\text{ФМЭ}}$ в коротковолновой области (рис. 1, кривые 1, 2). Ее влияние на ФМЭ в основном связано с уменьшением СПР, а не высоты барьера, так как подсветка, уменьшающая высоту барьера с ~ 0.6 до ~ 0.2 эВ, сравнительно слабо влияет на форму спектра и величину $I_{\text{ФМЭ}}$ (кривая 4). О значительном уменьшении СПР свидетельствует также усиление краевой фотолуминесценции слоев: при 300 К в образце 1 она увеличилась более чем в 100 раз, в образце 2 — в 8 раз. В слоях с пассивированной поверхностью практически можно не учитывать поверхностную рекомбинацию и связанную с ней аномальную компоненту ФМЭ.

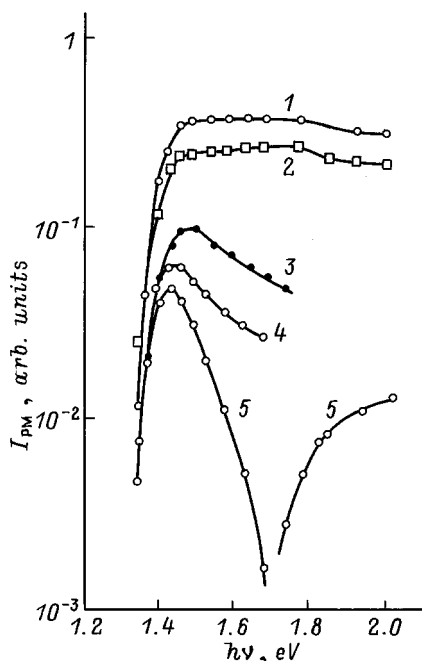


Рис. 1. Влияние пассивации поверхности и уровня легирования на спектр ФМЭ. 1, 2 — пассивированная поверхность; 3, 5 — исходная поверхность; 4 — исходная поверхность при наличии подсветки. 1, 4, 5 — образец 1; 2, 3 — образец 2.

Диффузионную компоненту ФМЭ [4] можно записать в виде

$$I_{\text{PM}} = I_{\text{PM}}^0 F, \quad (1)$$

где

$$I_{\text{PM}}^0 = q(\mu_n + \mu_p)\beta(1 - R)J_0BL \left(\frac{\alpha L}{1 + \alpha L} \right) \quad (2)$$

— фотомангнитный ток на единицу ширины в толстом образце ($d \gg L$, α^{-1}) при малой СПР ($s \ll D/L$), D — коэффициент диффузии неосновных носителей, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок, R — коэффициент отражения, β — квантовый выход, J_0 — интенсивность падающего излучения, F — известная функция, учитывающая поверхностную рекомбинацию на обеих границах слоя и размерные эффекты, определяемые соотношениями длин d , α^{-1} и L .

В общем случае (1) содержит три неизвестных рекомбинационных параметра: L , s и s_d (s_d — СПР на темной стороне исследуемого слоя). Необходимость учета спектральной зависимости $s(h\nu)$ и аномальной дрейфовой компоненты ФМЭ сильно усложняет задачу определения этих параметров из ФМЭ. Однако использование достаточно толстых слоев с пассивированной поверхностью радикально устраняет все трудности, так как позволяет применить приближение (2) для определения L . Для толстых непассивированных слоев в качестве обобщенной характеристики рекомбинационной активности поверхности и объема можно ввести эффективную длину диффузии L^* , определив ее из (2) для максимального значения фототока: $I_{\text{PM}}(h\nu_m)$. Если при $h\nu = h\nu_m$ можно пренебречь вкладом аномальной компоненты в ФМЭ, то при известных для одного и того же образца значениях L^* и L можно рассчитать СПР $s(h\nu_m)$ для реальной поверхности. Учитывая, что в этом случае $F = (1 + sL/D)^{-1}$ [4], можно показать:

$$s(h\nu_m) = \frac{D}{L} \left(\gamma \frac{\gamma + \alpha L}{1 + \alpha L} - 1 \right), \quad (3)$$

где $\gamma = L/L^* > 1$.

Для слоев n -типа проводимости параметр γ достигает ~ 3 и уменьшается с ростом n_0 (см. таблицу). Длина диффузии дырок L_p в эпитаксиальных слоях на порядок больше, чем в монокристаллах [7], что свидетельствует о их более высокой степени структурного совершенства. В связи с этим становится понятным и разный вид спектров ФМЭ эпитаксиальных слоев и монокристаллов при $h\nu > E_g$. В последних из-за малого значения L поверхностная рекомбинация играет относительно малую роль ($s < D/L$). Аналогичное неравенство выполняется и в слоях с пассивированной поверхностью, но поскольку для них $\alpha L \gg 1$ при $h\nu > E_g$, в соответствии с (2) $I_{\text{PM}}(h\nu) \simeq \text{const}$ в этой области. Для слоев p -типа проводимости $L_n^* < L_p^*$. Так как $D_n \simeq 20D_p$, можно сделать вывод, что время жизни неосновных носителей в слоях p -типа проводимости примерно на 2 порядка меньше, чем в слоях n -типа.

Определенная из ФМЭ $s(h\nu_m)$ слабо зависит от n_0 (см. таблицу). Эта закономерность, подтвержденная и на других слоях, расходится с установленной в [11] на основе анализа литературных данных зависимостью $s \sim n_0$. Для образца 2 $s(h\nu_m)$ почти на 2 порядка меньше значений $s \simeq 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, определенных по катодопроводимости [12] и катодолуминесценции [13] при близких значениях n_0 и использованных в работе [11]. При таком большом значении СПР в наших условиях ФМЭ был бы неизмеримо мал. Одной из причин расхождения данных по СПР может быть зависимость СПР от глубины возбуждения неравновесных носителей, которая при фотовозбуждении отражается в спектральной зависимости СПР, а при электронном возбуждении должна приводить к зависимости СПР от энергии электронов.

2. Фотопроводимость и конденсаторная фотоэдс

В отличие от ФМЭ, на который подсветка оказывает слабое влияние, ФП и КФЭ в слоях GaAs очень чувствительны к подсветке, что является одним из признаков их барьерной природы [2].

Без подсветки спектр ФП σ_{ph} по форме совпадает со спектром переднестеночной КФЭ ΔV_{ph} (рис. 2, кривые 2, 5) и заметно отличается от спектра задне-

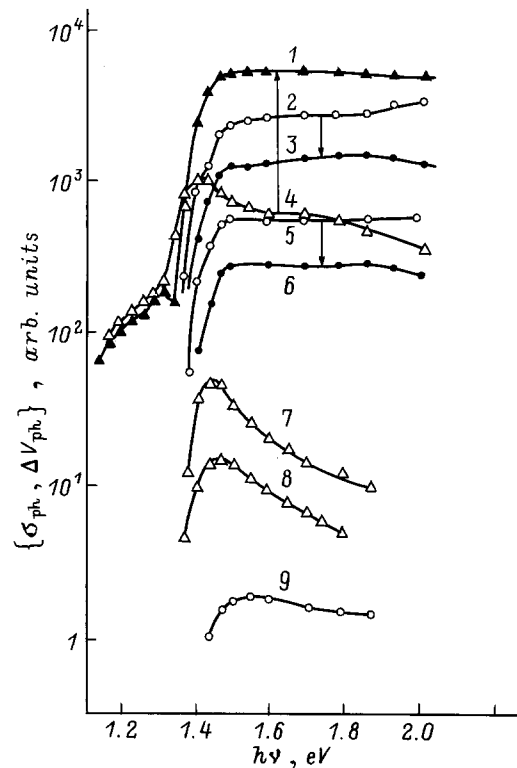


Рис. 2. Влияние пассивации поверхности и подсветки на спектры ФП σ_{ph} и КФЭ ΔV_{ph} . 1, 4, 8 — заднестеночная КФЭ; 2, 3, 9 — переднестеночная КФЭ; 5, 6, 7 — ФП. Поверхность: 1, 3, 6 — пассивированная; 2, 4, 5 — исходная. 7–9 сняты при наличии подсветки. Стрелки показывают изменение фотоочувствительности вследствие пассивации поверхности.

стеночной КФЭ (кривая 4). На последнем, как и на спектре ФМЭ, проявляется эффект уменьшения фоточувствительности при $h\nu > E_g$ и наблюдается примесная фоточувствительность, связанная с поглощением излучения центрами EL-2 в подложке. Очевидно, барьерная ФП слоев в этих условиях определяется поверхностным барьером.

Однако при белой подсветке с эффективной интенсивностью $\sim 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в результате уменьшения высоты обоих барьеров ФП и КФЭ уменьшаются на 2–3 порядка (кривые 7–9) и изменяется место локализации барьерной ФП, так как спектр ФП теперь совпадает со спектром заднестеночной КФЭ (кривые 7, 8), которая и по величине становится значительно больше переднестеночной (кривые 8 и 9).

Спектральная зависимость заднестеночной КФЭ при $h\nu > E_g$ непосредственно отражает спектральную зависимость СПР $s(h\nu)$. Поскольку внутренняя граница в слоях n -типа проводимости является стоком для дырок, при рассмотрении ее влияния на распределение дырок $\Delta p(x)$ в глубине слоя ее можно заменить поверхностью с большой СПР $s_d \gg D/L$. Анализ распределения $\Delta p(x)$ [4] показывает, что в толстых слоях ($d \gg L$) при поверхностной генерации ($\alpha L \gg 1$) и $s \gg D/L$ (такие условия реализуются в образце 1 без пассивации поверхности) $\Delta p(d) \sim (D/ss_d L) \exp(-d/L)$. Естественно считать, что малосигнальная заднестеночная КФЭ $\Delta V_{ph}(h\nu)$ пропорциональна $\Delta p(d)$ и, следовательно, она обратно пропорциональна $s(h\nu)$, если $s_d(h\nu) = \text{const}$. По спектрам этой фотоэда (кривые 4, 8) можно заключить, что в интервале $h\nu = 1.45 \div 2 \text{ эВ}$ $s(h\nu)$ увеличивается в 3 ÷ 4 раза. Заметим, что фотомагнитный ток в этом спектральном интервале уменьшается значительно сильнее и даже меняет знак (рис. 1, кривая 5), что мы связываем с дополнительным вкладом в это падение аномальной компоненты ФМЭ.

В случае объемной ФП эффект уменьшения фоточувствительности в коротковолновой области может иметь место и при постоянной СПР [14]. На этом основан один из способов ее определения, который применялся и к слоям GaAs [1]. Однако при барьерной ФП этот эффект имеет другую природу: он определяется спектральной зависимостью самой СПР, причем существенное значение имеет перераспределение вклада в ФП поверхностного и внутреннего барьеров при подсветке. Интересно, что на спектре фоточувствительности поверхностного барьера в явлениях ФП и КФЭ, в отличие от ФМЭ, спектральная зависимость СПР в явном виде не проявляется. Это связано с барьерно-ловушечной природой поверхностной фотоэда, при которой увеличение СПР может компенсироваться соответствующим изменением заряда на поверхностных ловушках. Поверхностный захват, как показано в [1], может приводить даже к увеличению фоточувствительности в коротковолновой области.

Пассивация поверхности уменьшает ФП и переднестеночную КФЭ примерно в 2 раза (кривые 3, 6) и значительно увеличивает заднестеночную КФЭ (кривая 1),

причем на ее спектре, как и на спектре ФМЭ, перестает проявляться эффект уменьшения фоточувствительности при $h\nu > E_g$. Уменьшение фоточувствительности поверхностного барьера при пассивации не противоречит, как могло бы показаться, факту уменьшения СПР, поскольку при пассивации уменьшается также высота поверхностного барьера, и влияние последнего фактора оказывается преобладающим.

На фоточувствительность внутреннего барьера, очевидно, может влиять только уменьшение СПР. Полагая для пассивированной поверхности $s \ll D/L$ и по-прежнему $s_d \ll D/L$, можно показать, что в этом случае $\Delta V_{ph}(h\nu) \sim \Delta p(d) \sim (1/s_d) \exp(-d/L)$, т. е. не зависит от s и, следовательно, фоточувствительность при пассивации должна увеличиваться в $K_p = sL/D$ раз. Расчет по данным таблицы дает значение $K_p(h\nu_m) \simeq 2$ для образца 1. Экспериментальное значение составляет ~ 2.8 для кривых 1, 4. При $h\nu = 2 \text{ эВ}$ в связи ростом s K_p увеличивается до 13. Фотопроводимость на поверхностном барьере в режиме большого сигнала фотоэда есть [2]

$$\sigma_{ph}^b = \frac{\sigma_0 l_0 \Delta Y_{ph}}{\sqrt{Y_0 - \Delta Y_{ph} + 1} + \sqrt{Y_0 + 1}}, \quad (4)$$

где σ_0 — удельная проводимость квазинейтрального объема, l_0 — дебаевская длина экранирования,

$$\Delta Y_{ph} = \eta \ln(1 + C J_0) \quad (5)$$

— поверхностная фотоэда в единицах kT , Y_0 — начальный изгиб зон, $\eta \sim 1$ — параметр, зависящий от рекомбинационных свойств барьера, C — константа. Согласно (4), (5), зависимость $\sigma_{ph}^b(J_0)$ близка к логарифмической. Такая зависимость наблюдается в широком диапазоне интенсивностей импульсного освещения J_0

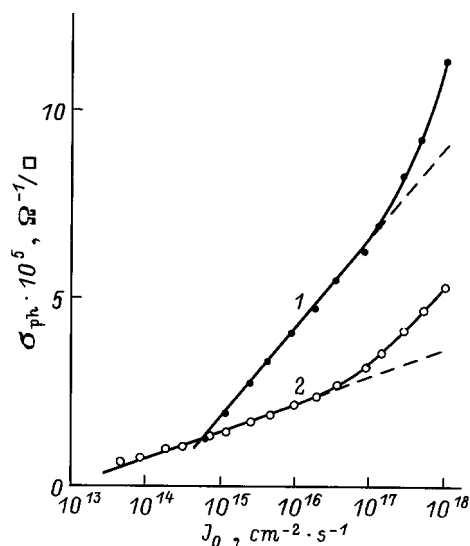


Рис. 3. Зависимость ФП σ_{ph} от интенсивности импульсного освещения. Поверхность: 1 — пассивированная, 2 — естественная.

(рис. 3). Наклон прямой на рис. 3 для пассивированной поверхности примерно в 3 раза больше, чем для естественной, что объясняется уменьшением J_0 и увеличением параметра η .

Благодаря относительно слабой зависимости барьерной ФП от J_0 при достаточно высокой интенсивности объемная ФП становится соизмеримой с барьерной. С этим связано отклонение от логарифмической зависимости на кривых 1, 2 при высоких интенсивностях. Анализ показал, что превышение над логарифмической составляющей ФП $\Delta\sigma_{ph}$ пропорционально J_0^m с $m \simeq 1$ и 0.5 для пассивированной и естественной поверхности соответственно.

При полном поглощении излучения в слое приведенная к поверхностной объемная ФП (в единицах $\text{Ом}^{-1}/\square$)

$$\sigma_{ph}^v = q\mu_n\tau_{ph}(1-R)J_0, \quad (6)$$

где τ_{ph} — эффективное время жизни электронов в слое. Поскольку $\sigma_{ph}^b \sim \sigma_0 l_0 \sim \sqrt{n_0}$, условие $\sigma_{ph}^v \simeq \sigma_{ph}^b$ легче реализовать при малых значениях n_0 . При $J_0 \simeq 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ объемную компоненту ФП удалось выделить только на образце 1 с минимальной концентрацией n_0 . Если положить $\Delta\sigma_{ph} = \sigma_{ph}^v$, то для образца с пассивированной поверхностью, в котором $\tau_{ph} = \tau_n$ и не зависит от J_0 , оценка дает $\tau_n \simeq 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. На том же образце из ФМЭ получено значение $\tau_p = 1.4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, т.е. объемные времена жизни электронов и дырок в слоях n -типа проводимости с пассивированной поверхностью примерно одинаковы. Заметим, что если не учитывать барьерную природу ФП и формально определить τ_n из (6) в области линейной зависимости барьерной ФП от J_0 (при $J_0 < 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), это дает $\tau_n \sim 10^{-5} \text{ с}$. Подобные завышенные значения τ_n получены во многих ранних работах [7,15].

Заключение

Основные выводы работы состоят в следующем. В эпитаксиальных слоях GaAs с естественной поверхностью в области сильного поглощения ($h\nu > E_g$, $\alpha w > 1$) СПР увеличивается с ростом коэффициента поглощения α и наблюдается аномальный знак ФМЭ при достаточно низкой концентрации носителей. Последний результат расходится с предсказанием существующей теории аномального ФМЭ. Гетероэпитаксиальная пассивация поверхности GaAs под слоем $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ сильно уменьшает СПР и устраняет связанные с этими явлениями особенности спектров ФМЭ, ФП и КФЭ, а также существенно облегчает определение длины диффузии и СПР в слоях. Не обнаружено зависимости СПР на естественной поверхности от концентрации электронов в интервале $10^{15} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Список литературы

- [1] N.L. Dmitruk, V.L. Lyashenko, A.K. Tereshenko, S.A. Spector. Phys. St. Sol. (a), **20**, 53 (1973).
- [2] И.А. Карпович, Б.И. Бедный, Н.В. Байдусь, С.М. Планкина, М.В. Степихова, М.В. Шилова. ФТП, **23**, 2164 (1989).
- [3] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [4] Ю.И. Равич, *Фотомангнитный эффект в полупроводниках и его применение* (М., Сов. радио, 1967).
- [5] И.А. Карпович, Б.И. Бедный, Н.В. Байдусь, Л.М. Батукова, Б.Н. Звонков, М.В. Степихова. ФТП, **27**, 1736 (1993).
- [6] И.А. Карпович, В.Я. Алешкин, А.В. Аншон, Н.В. Байдусь, Л.М. Батукова, Б.Н. Звонков, С.М. Планкина. ФТП, **26**, 1886 (1992).
- [7] В.Г. Кустов, В.П. Орлов. ФТП, **3**, 1728 (1968).
- [8] В.К. Субашиев. ФТТ, **5**, 556 (1963).
- [9] В.А. Зуев, А.В. Саченко, Н.Б. Толпыго. *Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниковых приборах* (М., Сов. радио, 1977).
- [10] С.М. Городецкий, Н.С. Жданович, Ю.И. Равич. ФТП, **7**, 1270 (1973).
- [11] D.E. Aspens. Surf. Sci., **132**, 406 (1983).
- [12] L. Jastrzebski, J. Lagowski, H.C. Gatos. Appl. Phys. Lett. **27**, 537 (1975).
- [13] D.B. Wittry, D.F. Kyser. J. Phys. Soc. Japan, **21**, 312 (1966).
- [14] H.B. de Vore. Phys. Rev., **102**, 86 (1956).
- [15] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений III и V групп* (М., Мир, 1967).

Редактор Л.В. Шаронова

The effect of heteroepitaxial passivation of the surface on photosensitivity spectra and recombination parameters of GaAs layers

I.A. Karpovich, M.V. Stepikhova

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

Abstract Influence of the heteroepitaxial passivation of GaAs layer surface by a thin $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ layer on the spectra of photomagnetic effect, on the barrier photoconductivity and on the capacitor photovoltage in GaAs was investigated. Increase of the surface recombination rate and of the photomagnetic effect anomalous drift component was observed as the absorption coefficient in the region of heavy absorption. Influence of these effects on photosensitivity spectra were clarified. Applicability of the photoelectric techniques to determine the recombination parameters of thin GaAs layers has been shown.