

06.2; 06.3; 07

© 1993

СЕЛЕКТИВНЫЙ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ
В БАРЬЕРАХ ШОТТКИ $Au-n-GaP_xAs_{1-x}$ С.Г. Конников, Д. Мелебаев,
В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь,
А. Беркелиев, С. Тилево,в,
Н.Н. Фалеев

Недавно была впервые установлена возможность проявления в барьерах Шоттки на основе изотропных полупроводников A^3B^5 нехарактерного для таких материалов поляриметрического эффекта, который наступает в результате наклонного падения линейно-поляризованного излучения на полупрозрачный слой барьерного металла [1-3]. Настоящая работа является продолжением указанного цикла исследований и посвящена изучению фоточувствительности таких структур к линейно-поляризованному излучению при их освещении со стороны полупроводника, что позволяет легко осуществлять часто требующийся на практике переход от широкополосного к селективному поляриметрическому режиму регистрации поляризованного излучения.

1. Барьеры Шоттки создавались методом химического осаждения тонких слоев палладий-золото ($d_m = 100-150 \text{ \AA}$) [4, 5] на ростовую зеркальную поверхность эпитаксиальных слоев твердых растворов $n-GaP_xAs_{1-x}$, которые выращивались на подложках $n-GaP$ с ориентацией (100) из жидкой [6, 7] или газовой [8] фазы. Микрорентгеноспектральными исследованиями и измерениями кинетических эффектов было показано, что эпитаксиальные слои являются электрически однородными при концентрации свободных электронов $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($T = 300 \text{ K}$) и характеризуются постоянным составом $x = 0.6-0.8$ при толщинах 10-30 мкм. Площадь барьерного контакта обычно достигала $\sim 1 \text{ см}^2$. Полученные барьеры Шоттки, согласно данным измерений стационарных вольт-амперных характеристик, можно отнести к идеальным ($\beta \leq 1.1$), максимальная фоточувствительность которых при освещении со стороны барьерного контакта достигает $\sim 0.14 \text{ A/Wt}$ ($\lambda = 0.50 \text{ мкм}$).

Спектральная зависимость фототока короткого замыкания для одной из типичных структур при двух различных геометриях освещения представлена на рис. 1, а. Длинноволновая часть спектральной зависимости фототока ($\hbar\omega < 1.9 \text{ эВ}$), как видно из рис. 1, а, не зависит от геометрии освещения и это обусловлено объемным характером фотогенерации носителей заряда вследствие низких значений коэффициента оптического поглощения. Спектральная зависимость фототока при $\hbar\omega < 2 \text{ эВ}$ в координатах Фаулера спрямляется и характеризуется при $\sqrt{I} \rightarrow 0$ отсечкой на оси энергий при $\hbar\omega_0 = 1.41 \text{ эВ}$. На этом основании длинноволновую часть спектральной

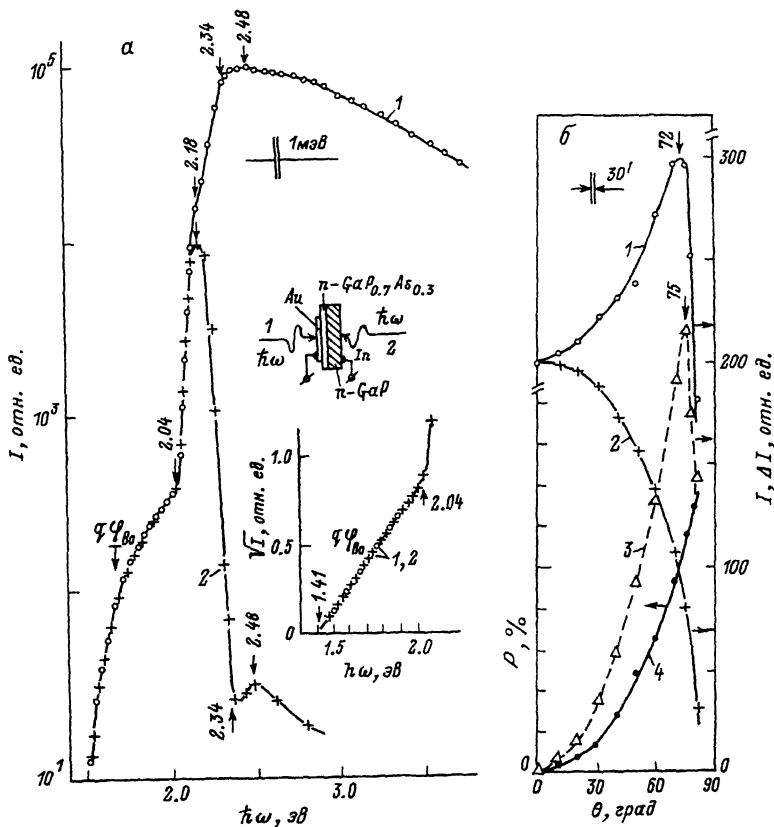


Рис. 1. а - спектральные зависимости фототока короткого замыкания барьеров Шоттки $Au-n-GaP_{0.7}As_{0.3}$ в зависимости от геометрии освещения при $T = 300$ К. 1 - освещение со стороны металла (Au), 2 - освещение со стороны полупроводника (GaP). На вставке - геометрия освещения. Параметры структуры: $d_m \approx 150$ Å, $d_{GaPAs} = 15$ мкм, $d_{GaP} = 300$ мкм, $n_{GaPAs} \approx 2 \times 10^{17}$ см⁻³, $n_{GaP} \approx 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³; б - зависимости фототоков (1 - I'' , 2 - I^\perp), поляризационной разности фототоков (3 - $\Delta I = I'' - I^\perp$) и коэффициента фотохроизма (4 - $\rho = \frac{\Delta I}{I'' + I^\perp} \cdot 100\%$) барьеров Шоттки $Au-n-GaP_{0.7}As_{0.3}$ от угла падения линейно-поляризованного излучения ($T = 300$ К, $\lambda = 0.57$ мкм, освещение со стороны полупроводника).

зависимости фототока можно связать с эмиссией неравновесных носителей заряда из металла в полупроводник через барьер $\phi_{B0} = 1.41$ эВ.

Второй характерный участок в спектральной зависимости фототока, который, как и фотоэмиссия, не зависит от геометрии освещения, приходится на диапазон энергий падающих фотонов от 2.0 до 1.9 эВ и характеризуется экспоненциальным нарастанием I с увеличением $\hbar\omega$. Это увеличение можно описать крутизной $S_1 = \frac{d^2(I_n I)}{d(\hbar\omega)} \approx 30 \text{ эВ}^{-1}$, которая, вообще говоря, характерна для прямых оптических переходов [9]. Однако, учитывая то обстоятельство, что обсуждаемая особенность наблюдается в области относительно слабого оптического поглощения, следует, вероятно, связывать ее природу с псевдопрямыми межзонными переходами, для которых типичны низкие величины матричного элемента. Такие переходы, в частности, были установлены для электронных аналогов непрямозонных соединений A^3B^5 -тройных полупроводников $A^2B^4C_2^5$ [10, 11].

В спектральной области $\hbar\omega > 2.1$ эВ, как видно из рис. 1, а, наступает сильная зависимость фототока от геометрии освещения структуры. Так, при освещении со стороны барьерного контакта в спектре фототока всех изученных барьеров при $\hbar\omega_m = 2.18$ эВ, воспроизводимо проявляется четкий перегиб, который можно, по-видимому, сопоставить псевдопрямым переходам. Выше этой энергии фототок экспоненциально увеличивается с крутизной $S_2 \approx 16 \text{ эВ}^{-1}$ при освещении со стороны барьерного контакта или резко падает при освещении со стороны полупроводника. Рост I при освещении со стороны барьера свидетельствует об эффективном разделении носителей заряда потенциальным барьером, тогда как спад фототока при освещении структуры со стороны полупроводника обусловлен удалением области генерации от активной области структуры, и, соответственно, усилением рекомбинации фотогенерированных пар. Четкая ступенька при $\hbar\omega \approx 2.34$ эВ, наблюдаемая в спектрах фототока при освещении структур со стороны барьера с учетом крутизны $S_2 \approx 16 \text{ эВ}^{-1}$, по-видимому, может быть приписана наступлению прямых оптических переходов $GaP_{0.7}As_{0.3}$. Максимум фоточувствительности в полученных на основе твердых растворов $GaP_{0.7}As_{0.3}$ барьерах Шоттки реализуется в глубине фундаментального поглощения при $\hbar\omega \approx 2.48$ эВ и для одинаковых значений x оказывается нечувствительным к выбору технологии выращивания эпитаксиальных слоев. Как видно из рис. 1, при освещении барьеров со стороны полупроводника в спектре фототока также наблюдается максимум при $\hbar\omega \approx 2.48$ эВ, однако фоточувствительность при этом на 4–5 порядков понижена по сравнению со случаем освещения структур со стороны барьерного контакта. Такое различие обусловлено влиянием оптического поглощения и рекомбинации фотогенерированных носителей в случае освещения структур со стороны полупроводника. Спад фоточувствительности в полученных барьерах $Au-n-GaP_{0.7}As_{0.3}$ при их освещении со стороны слоя металла, как видно из рис. 1, а, регистрируется при $\hbar\omega > 2.8$ эВ и свидетельствует о росте влияния рекомбинации вследствие локализации области поглощения вблизи поверхности эпитаксиального слоя.

Следовательно, переход к геометрии освещения барьеров $As_{0.3}-GaP_{0.7}$ со стороны полупроводника позволяет реализовать селективный режим фоточувствительности к интенсивности падающего излучения с максимумов $\hbar\omega_m = 2.18$ эВ при ширине спектральной полосы фоточувствительности на полувысоте $\delta_{1/2} \approx 0.12-0.13$ эВ, причем коротковолновая и длинноволновая ширины этой полосы, как правило, близки между собой ($\delta_{KB} \approx \delta_{ДВ}$).

2. На рис. 1, б приведены типичные зависимости параметров поляризационной фоточувствительности от угла падения линейно-поляризованного излучения на подвергнутую механической, а затем химической полировке плоскость (100) кристалла GaP , на котором создавались затем структуры $GaP_{0.7}As_{0.3}-n-Au$. Представленные на этом рисунке зависимости фототока при фиксированной длине волны линейно-поляризованного излучения, отвечающей максимуму фоточувствительности в рассматриваемой геометрии освещения, подобны представленным в работе [1], в которой освещение велось со стороны слоя золота. Отличие состоит лишь в том, что в данном случае анизотропия прохождения излучения в активную область барьерной структуры формируется границей воздух-фосфид галлия. Фототок в поляризации, когда электрический вектор световой волны \vec{E} совпадает с плоскостью падения (ПП) излучения ($\vec{E} // \text{ПП}$), с ростом θ возрастает и достигает максимальной величины при $\theta \approx 72^\circ$, тогда как в поляризации $\vec{E} \perp \text{ПП}$ фототок монотонно падает с ростом угла падения $\theta > 0^\circ$. Представленные на рис. 2 зависимости $I''(\theta)$ и $I^\perp(\theta)$ подобны известным зависимостям коэффициента отражения поляризованного излучения с разными азимутами поляризации от поверхности полупроводниковых кристаллов [12]. По этой причине можно полагать, что полученные зависимости фототока барьеров Шоттки от угла падения излучения (рис. 1, б, кривые 1 и 2) подчиняются соотношением Френеля и обусловлены поляризационной зависимостью коэффициентов прохождения световой волной границы воздух-фосфид галлия. В таком случае, наблюдаемое увеличение фототока I'' с ростом θ может быть приписано устранению потерь на отражение от поверхности GaP без нанесения на нее каких-либо просветляющих покрытий. Из рис. 1, б следует, что при совмещении плоскости поляризации излучения с плоскостью падения отражение от полированной поверхности GaP при $\theta = 72^\circ$ позволяет повысить фототок в 1.5 раза по отношению к $\theta = 0^\circ$, тогда как при отражении падающего излучения от поверхности слоя барьерного контакта из золота это увеличение существенно ниже и составляет $I''_{70^\circ}/I''_{0^\circ} = 1.2$ [1]. Из этого факта можно сделать вывод о более высоком оптическом качестве поверхности GaP по отношению к внешней поверхности слоя золота, осаждаемого химическим методом на поверхность полупроводника. Можно указать здесь и на важное практическое следствие из обсуждаемой особенности. Оно состоит в том, что поляризационные измерения фототока могут найти применение при экспрессной диагностике качества поверхно-

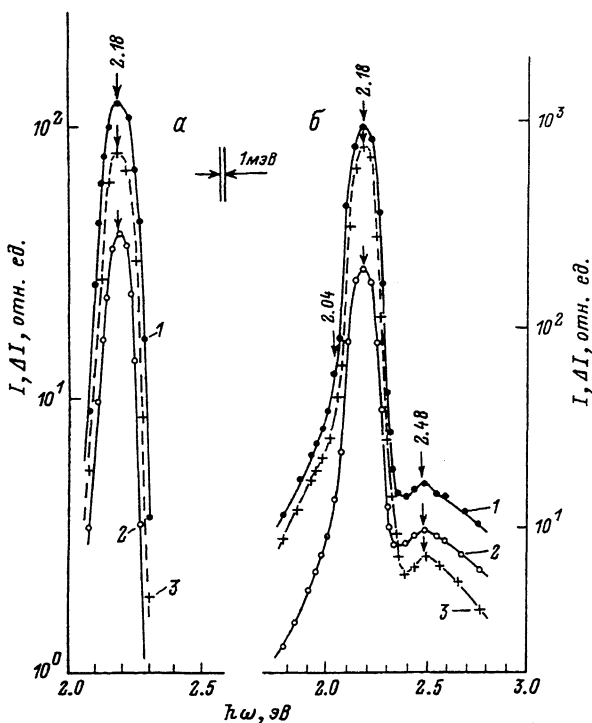


Рис. 2. Спектральные зависимости фототока (1 - $\vec{E} // \text{ПП}$, 2 - $\vec{E} \perp \text{ПП}$) и поляризационной разности фототока (3) барьеров Шоттки $\text{Al-n-GaP}_{0.7}\text{As}_{0.3}$ при наклонном падении линейно-поляризованного излучения со стороны полупроводника ($T = 300 \text{ K}$; θ , град: а - 70, б - 80).

сти готовых полупроводниковых оптоэлектронных структур. Поляризационная разность фототоков $\Delta I = I^{\parallel} - I^{\perp}$, где значки " \parallel " и " \perp " отвечают случаям $\vec{E} // \text{ПП}$ или $\vec{E} \perp \text{ПП}$, как видно из рис. 1, б (кривая 3), в исследуемой геометрии освещения может плавно изменяться посредством выбора угла падения излучения. Максимальная величина ΔI в изученных структурах достигается при $\theta \approx 75^\circ$. Очень важно подчеркнуть, что при падении линейно-поляризованного излучения вдоль нормали к плоскости (100) GaP поляризационная разность фототока с точностью до погрешности измерения $\Delta I \equiv 0$, что и должно быть при фотоактивном поглощении изотропной средой, которая в данном случае представлена $\text{GaP}_{0.7}\text{As}_{0.3}$. В условиях $\theta = 0^\circ$ коэффициент фотополюхризма $\rho \equiv 0$, а с увеличением угла падения плавно растет по закону $\rho \sim \theta^2$ в соответствии с результатами теоретического анализа механизма наведенной поляризационной фоточувствительности [13]. Максимальное значение ρ составляет 65% при $\theta = 80^\circ$ в условиях освещения структур со стороны полупроводника (рис. 1, б, кривая 4).

Параметры спектров фоточувствительности структур $Au-n-GaP_{0.7}As_{0.3}$ при освещении со стороны полупроводника ($T = 300 K$).

θ , град.	Поляризация	$\hbar\omega_m$, эВ	$\delta_{1/2}$, эВ	δ_{KB} , эВ	δ_{DB} , эВ	ρ , %
0	//	2.18	0.12	0.060	0.060	0
70	⊥	2.18				50
	//	2.18	0.125	0.060	0.065	
80	⊥	2.18	0.120	0.060	0.065	65
	//	2.18	0.125	0.060	0.065	
	⊥	2.18	0.125	0.060	0.065	

Следовательно, посредством изменения угла падения излучения на поверхность пластин GaP , на которой сформирован барьер Шоттки, можно осуществить переход от поляризационно-нечувствительного ($\rho \approx 0$) к поляриметрическому режиму фоторегистрации с плавно управляемыми поляризационными параметрами, как и в случае освещения структур со стороны барьерного слоя золота [1].

3. На рис. 2, а и б приведены примеры типичных спектральных зависимостей фототоков и их поляризационной разности при двух значениях угла падения. Основная закономерность этих измерений заключается в том, что во всем диапазоне исследованных углов θ от 0 до 80° сохраняется селективный характер фоточувствительности, причем энергетическое положение максимума фототока $\hbar\omega_m$, а также полная ширина этой полосы на полувысоте $\delta_{1/2}$ и ее компоненты (δ_{KB} и δ_{DB}) оказываются практически нечувствительными к увеличению угла падения (таблица и рис. 2, а и б). Увеличение угла θ вызывает снижение I^+ относительно I^- , в результате чего спектральная зависимость ΔI стремится к I^- (рис. 2, а и б), а коэффициент фотоплетохроизма плавно возрастает (таблица). Важно отметить, что во всей области фоточувствительности барьеров Шоттки при их освещении со стороны GaP , как и при освещении со стороны Au [1], сохраняется соотношение $I^- > I^+$, а, следовательно, $\Delta I > 0$.

4. Типичные спектральные зависимости коэффициента фотоплетохроизма барьеров Шоттки при освещении со стороны GaP представлены на рис. 3 (кривые 1 и 2).

В пределах доминирующей полосы фоточувствительности коэффициент фотоплетохроизма при фиксированном угле падения излучения остается неизменным, причем практически постоянное значение ρ распространяется на длинноволновую область, включая и фоточувствительность, связанную с фотоэмиссией электронов из металла в полупроводник. Величина ρ , как видно из рис. 1, б (кривые 1 и 2), контролируется углом θ . В окрестности коротковолнового крыла полосы фоточувствительности ($\hbar\omega > 2$ эВ) наблюдается в узкой области энергий падающих фотонов коротковолновый

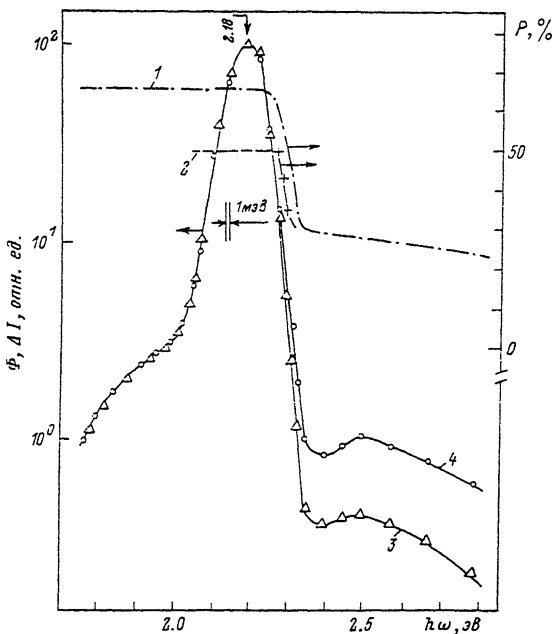


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента фотоплекроизма (1, 2), максимальной азимутальной фоточувствительности (3) и поляризационной разности фототока (4) барьеров Шоттки. $Au-n-GaP_{0.7}As_{0.3}$ при наклонном падении линейно-поляризованного излучения со стороны полупроводника ($T = 300$ К; град.: 1, 3, 4 - 80, 2 - 70).

спад ρ до значений $\approx 30\%$, а с дальнейшим ростом $\hbar\omega$ фотоплекроизм меняется уже слабо. Главной закономерностью является то, что коэффициент фотоплекроизма не инвертирует свой знак и остается во всей области фоточувствительности положительным, т.е. $\rho > 0$. Как известно [14, 15], для структур с потенциальным барьером в кристаллах с решеткой халькопирита, коэффициент фотоплекроизма всегда инвертирует знак, как только начинает сказываться поглощение в прилегающей к активной области структуры „толще“ полупроводника. Причина такой инверсии знака ρ всегда связана с дихроизмом оптического поглощения падающего излучения. В случае же барьеров Шоттки на основе GaP_xAs_{1-x} дихроизм отсутствует и поэтому инверсия знака ρ не наступает (рис. 3, кривая 1).

На рис. 3 приведена также типичная спектральная зависимость азимутальной фоточувствительности Φ (кривая 3) одной из структур $Au-n-GaP_{0.7}As_{0.3}$ при ее освещении со стороны полупроводника под углом $\theta = 80^\circ$ в сравнении со спектром поляризационной разности фототока (кривая 4). Видно, что спектральный кон-

тур Φ в длинноволновой области при $\hbar\omega < 2.18$ эВ воспроизводит спектральный контур ΔI , что связано с неселективным характером коэффициента фотоплетохроизма в этом спектральном диапазоне, тогда как некоторые количественные различия в спектрах Φ и ΔI в коротковолновой области вызваны спадом коэффициента фотоплетохроизма при $\hbar\omega > 2.2$ эВ.

Таким образом, барьеры Шоттки $Au-GaP_xAs_{1-x}$ при их освещении со стороны полупроводника могут использоваться как селективные фотоанализаторы, спектральный диапазон которых контролируется атомным составом твердого раствора на основе полупроводников A^3B^5

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Конников С.Г., Мелебаев Д., Рудь В.Ю., Федоров Л.М. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 12. С. 11-15.
- [2] Беркелиев А., Капитонова Л.М., Мелебаев Д., Рудь В.Ю., Сергинов М., Тилевов С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 15. С. 50-53.
- [3] Конников С.Г., Мелебаев Д., Рудь В.Ю., Беркелиев А., Корнякова О.В., Розыева М.Х. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 2. С. 8-13.
- [4] Беркелиев А., Гольдберг Ю.А., Мелебаев Д., Царенков Б.В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 8. С. 1532-1534.
- [5] Мелебаев Д., Беркелиев А., Корнякова О.В., Ильясов У.И. // Тез. докл. II Всесоюз. конф. по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках. Ашхабад, 1991. С. 328.
- [6] M e l e b a e v D., D u r d i m u r a d o v a M.G., B e r k e l i e v A., C o r n i k o v a O.V. // Crystal Properties and Preparation. Trans Tech. Publications. Switzerland-Germany-UK-USA. 1991. V. 32-34. P. 537-575.
- [7] Беркелиев А., Гольдберг Ю.А., Дурдымурадова М.Г., Корнякова О.В., Мелебаев Д. // Тез. докл. У. Всесоюз. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах. Калуга, 1990. Т. 2. С. 141-142.
- [8] Z h i l a e v Yu.V., Z e l e n i n V.V., C o r n i k o v a O.V., M e l e b a e v D., T e l e v o v S. // Proceedings of, the Int. Conf. on microelectronics and computer science. Kichinov, Moldova, October 21-23, 1992, V. 1. P. 94-97
- [9] S h i l e i k d A. // Surface Sci. 1973. V. 37. N 2. P. 730-737.

- [10] Рудь Ю.В., Овезов К. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 5. С. 951-957.
- [11] Валов Ю.А., Лебедев А.А., Овезов К., Про-
чухан В.Д., Рудь Ю.В. // Письма в ЖТФ. 1976.
Т. 2. В. 22. С. 1042-1048.
- [12] Аззам Р., Башара М. Эллипсометрия и поляризован-
ный свет. М, 1981. 584.
- [13] M e d v e d k i n G.A., R u d Y u.V. // Ph. St.
Sol (a). 1981. V. 67. N 2. P. 333-337.
- [14] Рудь Ю.В., Масагутова Р.В. // ФТП. 1980.
Т. 14. В. 4. С. 731-735.
- [15] Рудь Ю.В., Сергинов М., Скорюкин В.Е. //
ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1265-1269.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
20 января 1993 г.