

07; 12

© 1993

УСИЛЕНИЕ ФОТОПЛЕОХРОИЗМА  
В СТРУКТУРАХ  $Au-n-GaAs-Au$ С.Г. Конников, Г.Д. Мелебаева,  
Д. Мелебаев, В.Ю. Рудь,  
Ю.В. Рудь

Комплексные исследования фоточувствительности структур с потенциальным барьером в изотропных кристаллах при наклонном падении линейно-поляризованного излучения ЛПИ на их приемную плоскость привели к установлению возможности применения таких структур в качестве эффективных фотоанализаторов ЛПИ различного спектрального диапазона [1-5]. Однако коэффициент фотоплеохроизма во всех выполненных до настоящего времени исследованиях поляризационной фоточувствительности, обусловленной анизотропией оптических процессов на границе воздух-приемная плоскость структуры, ограничен и не превышает  $\approx 75\%$  [1-5]. В настоящей работе на структурах  $Au-n-GaAs-Au$  установлен эффект усиления наведенного фотоплеохроизма, в результате чего коэффициент фотоплеохроизма превзошел достигнутый рубеж [2-5] и по амплитуде превысил 100%.

1. Методом химического осаждения 6 слоев  $Au$  ( $d_c = 150 \text{ \AA}$ ) на обе противоположные плоскости (100) пластин  $n-GaAs$  ( $n \approx \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при 300 К,  $d_n = 100 \text{ мкм}$ ) создавались в едином монокристалле две структуры с встречно включенными электрическими полями. На рис. 1-3 суммированы типичных экспериментальные результаты выполненных измерений.

На рис. 1, а приведены спектральные зависимости фототока короткого замыкания для каждой из поверхностно-барьерных структур  $Au-n-GaAs$ , образованных на единой монокристаллической подложке, при двух различных геометриях освещения. Видно, что спектральные контуры фототока для обеих структур сходные и определяются геометрией освещения. Так, при освещении со стороны барьерного контакта длинноволновый край экспоненциальный и определяется прямым переходом в  $GaAs$ , причем энергетическое положение излома при  $\hbar\omega = 1.42 \text{ эВ}$  отвечает ширине запрещенной зоны арсенида галлия [7]. Максимальная фоточувствительность в такой геометрии освещения для обеих поверхностно-барьерных структур (рис. 1, а, кривые 1 и 3) достигается в глубине фундаментального поглощения и широкополосный характер спектрального контура в коротковолновой области  $\hbar\omega > E_g$  указывает на высокую эффективность разделения фотогенерированных электронно-дырочных пар электрическими полями созданных химическим методом структур.

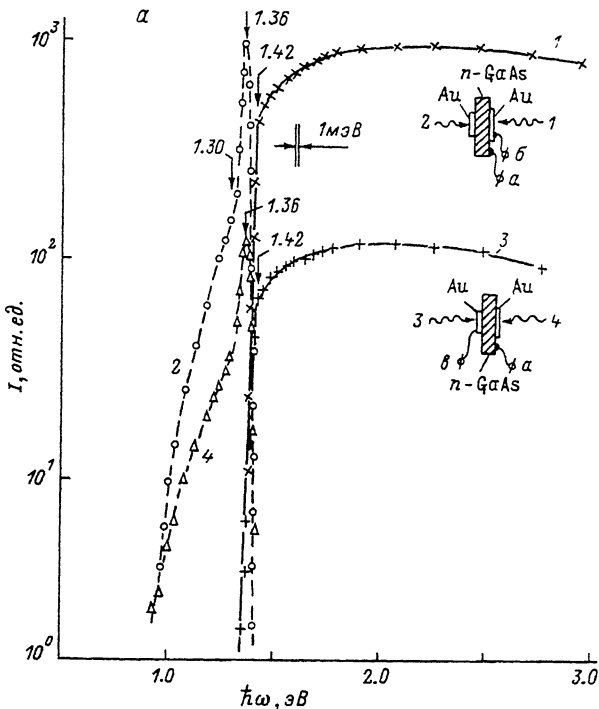


Рис. 1. а) Спектральные зависимости фототока короткого замыкания поверхностно-барьерных структур  $Au-n-GaAs-Au$  сформированных на противоположных плоскостях пластины  $n-GaAs$  в зависимости от геометрии освещения естественным излучением ( $T = 300\text{ K}$ ; 1, 3 – освещение со стороны барьерного контакта, 2, 4 – освещение со стороны  $GaAs$ ; 1, 2 – фототок  $I_{a-б}$  между контактами а и б, 2, 4 – фототок  $I_{a-в}$  между контактами а и в.  $\theta = 0^\circ$ . Барьерному контакту отвечает положительная полярность фотонапряжения. На вставках указана геометрия освещения). б) Спектральные зависимости фототоков короткого замыкания структур  $Au-n-GaAs$  (1, 3) и  $Au-n-GaAs-Au$  (2) при освещении естественным излучением ( $T = 300\text{ K}$ ; 1, 3 – освещение со стороны  $n-GaAs$ , 2 – освещение со стороны барьера  $Au-1$ ). в) Спектральные зависимости фототока короткого замыкания структуры  $Au-n-GaAs-Au$  в зависимости от геометрии освещения естественным излучением ( $T = 300\text{ K}$ ; 1 – освещение со стороны барьерного контакта  $Au-1$ , 2 – освещение структуры со стороны контакта  $Au-2$ . Полярность контакта  $Au-2$ : сплошная кривая – плюс, прерывистая – минус).

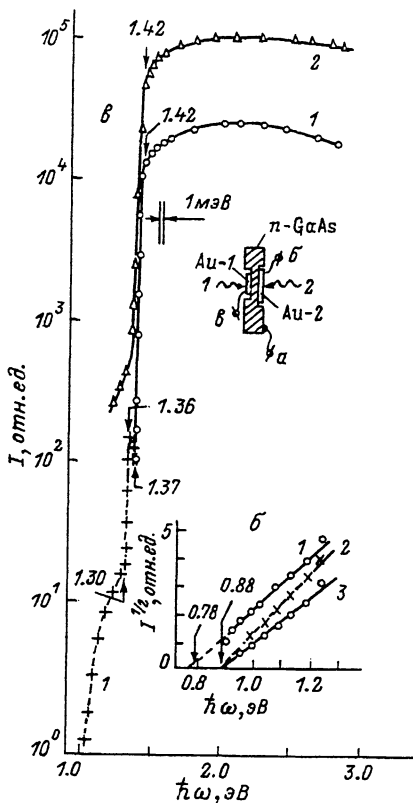


Рис. 1 (продолжение).

При освещении обеих поверхностно-барьерных структур со стороны подложки (рис. 1, а, кривые 2 и 4) в спектральных зависимостях фототока имеется четкая коротковолновая граница при  $\hbar\omega \approx E_{g1}$ , обусловленная влиянием оптического поглощения излучения в  $GaAs$ . Длинноволновая часть спектров фототока ( $\hbar\omega < 1.3$  эВ) сходная и спрямляется в координатах  $\sqrt{I} - \hbar\omega$  (рис. 1, б, кривые 1 и 3), откуда путем экстраполяции  $\sqrt{I} \rightarrow 0$  находим значения высоты энергетических барьеров:  $\varphi\varphi_1 \approx 0.78$  эВ и  $\varphi\varphi_2 \approx 0.88$  эВ соответственно. Различие в высотах ответственных за фотоэмиссию электронов энергетических барьеров достигнуто за счет вариации параметров режима осаждения слоев  $Au$ . Достигнутое неравенство между  $\varphi\varphi_1$  и  $\varphi\varphi_2$  не вносит различий в спектральный контур фототока (рис. 1, а), а приводит лишь к различию в величинах токовой фоточувствительности.

На рис. 1, в приведены спектральные зависимости фототока  $I$  структуры  $Au-n-GaAs-Au$  при двух геометриях освещения. Оказа-

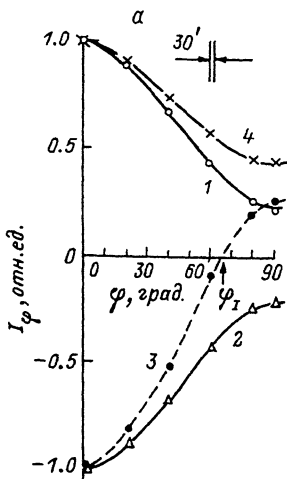


Рис. 2. а) Поляризационные индикатрисы фототока короткого замыкания структуры  $Au-n-GaAs-Au$  при наклонном падении линейно-поляризованного излучения ( $T = 300\text{ K}$ ;  $\theta = 70^\circ$ ; 1, 3 – освещение со стороны контакта  $Au-1$ , 4 – освещение со стороны  $Au-2$ .  $\lambda$ , мкм: 1 – 0.80, 2 – 0.96, 3 – 0.9025, 4 – 0.87). б, в, г, д) Зависимости фототоков короткого замыкания (1 –  $\vec{E} \parallel \text{ПП}$ , 2 –  $\vec{E} \perp \text{ПП}$ ) и коэффициента фотоплеохроизма (3) структуры  $Au-n-GaAs-Au$  от угла падения линейно-поляризованного излучения на приемную плоскость ( $T = 300\text{ K}$ ; б, в, г – освещение со стороны  $Au-1$ , 2 – освещение со стороны  $Au-2$ .  $\lambda$ , мкм: б – 0.80, в – 0.96, г – 0.9025, д – 0.86).

лось, что при освещении такой структуры со стороны энергетического барьера  $Au-1$ , характеризуемого меньшей величиной  $\varphi\varphi_1 = 0.78\text{ эВ}$ , в спектре  $I$  при  $\hbar\omega_1 \approx 1.37\text{ эВ}$  действительно наблюдается инверсия знака (рис. 1, в, кривая 1). При энергии фотонов, превышающих  $\hbar\omega_1$ , знак фототока определяется процессом разделения носителей на освещаемом барьере  $Au-1$ , тогда как при  $\hbar\omega < \hbar\omega_1$  знак фототока меняется на отрицательный и уже задается процессом разделения фотогенерированных носителей на барьере, нанесенном на противоположную плоскость пластины. Причина инверсии знака  $I$  состоит в том, что с понижением энергии фотонов  $\hbar\omega < E_g$  увеличивается вклад в суммарный фототок от барьера  $Au-2$  и из-за  $\varphi\varphi_2 > \varphi\varphi_1$  основной вклад в фотоэмиссию обеспечивает именно этот барьер.

Как следует из рис. 1, в эффект инверсии знака фототока этой же структуры при освещении со стороны барьера  $Au-2$ , характеризуемого более высоким значением  $\varphi\varphi_2 > \varphi\varphi_1$ , исчезает. В этом

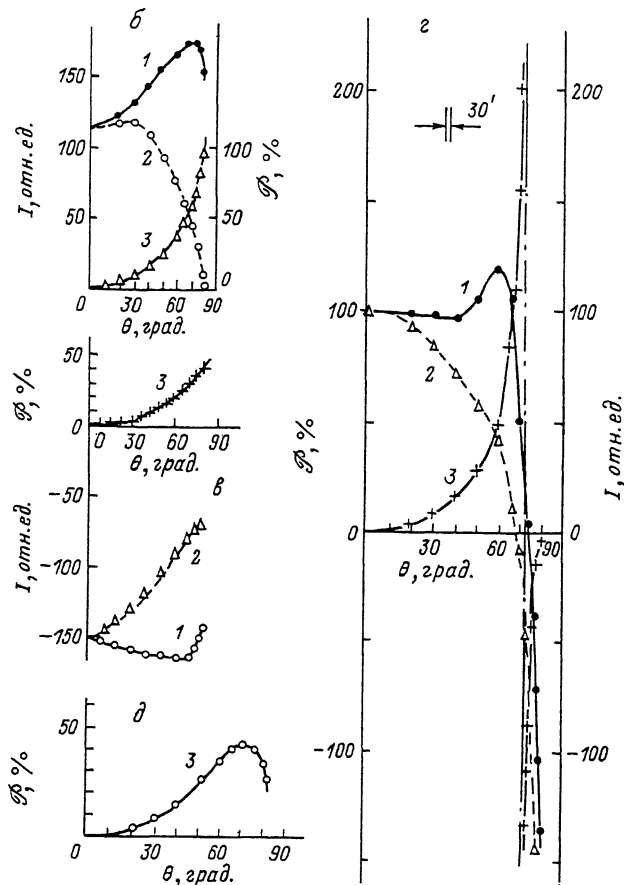


Рис. 2 (продолжение).

случае во всей спектральной области знак фототока определяется процессом разделения фотогенерированных носителей на освещаемом барьере. Следовательно, даже в длинноволновой области, когда начинается процесс разделения носителей и на удаленном от приемной плоскости барьере  $Au-1$ , знак суммарного фототока по-прежнему задается процессами на барьере  $Au-2$  из-за выполнения условия  $\varphi\varphi_2 > \varphi\varphi_1$ . В пользу этого свидетельствует и тот факт, что экстраполяция фаулеровской зависимости  $\sqrt{I} \rightarrow 0$  для структуры  $Au-n-GaAs-Au$  (рис. 1, б, кривая 2) дает именно значение  $\varphi\varphi_2$ , хотя в фотоэмиссии участвуют оба барьера.

2. При освещении  $Au-n-GaAs-Au$  структур ЛПИ вдоль нормали к приемной плоскости, когда угол падения  $\theta = 0^\circ$ , фоточувствительность не обнаруживает зависимости от положения плоско-

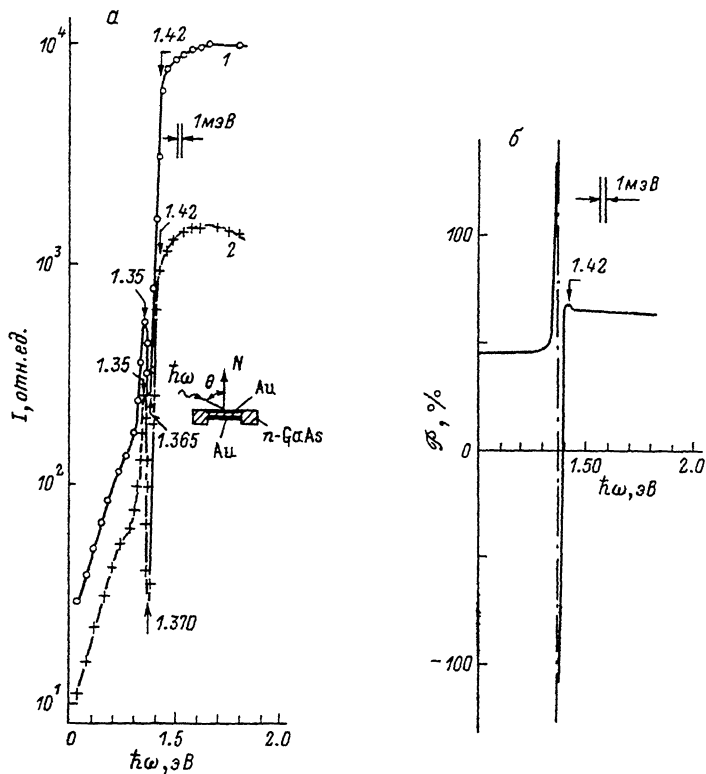


Рис. 3. а) Спектральные зависимости фототока короткого замыкания структуры  $Au-n-GaAs-Au$  при наклонном падении линейно-поляризованного излучения на приемную плоскость ( $T = 300\text{ K}$ ;  $\theta = 80^\circ$ ; 1 -  $\vec{E} \parallel \text{ПП}$ , 2 -  $\vec{E} \perp \text{ПП}$ . Полярность контакта  $Au-1$ : сплошная кривая - плюс, прерывистая - минус. На вставке указана схема структуры и ее освещения). б) Спектральная зависимость коэффициента фотолеохроизма структуры  $Au-n-GaAs-Au$  ( $T = 300\text{ K}$ . Освещение со стороны контакта  $Au-1$ ).

сти поляризации, что связано с изотропным характером фотоактивного поглощения.

При переходе к наклонному падению ЛПИ на одну из двух приемных плоскостей в структурах  $Au-n-GaAs-Au$  возникает зависимость фототока от угла  $\varphi$  между электрическим вектором световой волны  $\vec{E}$  и плоскостью падения (ПП) излучения. Типичные поляризационные индикатриссы фототока  $I_\varphi$  для полученных структур при двух геометриях освещения для  $\theta = const$  приведены на рис. 2, а. Максимальная амплитуда фототока, как видно из рис. 2, а, достигается при совмещении  $\vec{E}$  с плоскостью падения, т.е. в случае  $\vec{E} \parallel \text{ПП}$ , тогда как минимальная при  $\vec{E} \perp \text{ПП}$ . Эта закономер-

ность находится в соответствии с соотношениями Френеля, описывающими прохождение излучением границы воздух-кристалл [8].

Угловые зависимости фототока полученных структур во всей области фоточувствительности следуют обобщенному закону Малюса:

$$I_{\varphi} = I'' \cos^2 \varphi + I^{\perp} \sin^2 \varphi.$$

Этот закон остается справедливым при изменениях полярности суммарного фототока в результате изменений длины волны ЛПИ (рис. 2, а, кривые 1-3) и геометрии освещения (кривые 1 и 4). Из рис. 2, а можно видеть, как при определенных энергиях фотонов изменение азимутального угла вызывает инверсию знака фототока.

3. Изменение угла падения ЛПИ на приемную плоскость структур  $Au-n-GaAs-Au$  как и в случае одно-барьерных структур на основе  $A^3B^5$  [2-5], позволяет контролировать величину коэффициента фотоплекроизма  $\mathcal{P} = \left( \frac{I'' - I^{\perp}}{I'' + I^{\perp}} \right) \cdot 100\%$ . Типичные результаты таких зависимостей суммированы на рис. 2, б, в, г, д и главные закономерности состоят в следующем.

При освещении структур в геометрии, вызывающей инверсию знака фототока за счет изменения энергии фотонов неполяризованного излучения, характер зависимостей фототоков  $I''(\theta)$  и  $I^{\perp}(\theta)$ , а также  $\mathcal{P}(\theta)$  определяется длиной волны ЛПИ. Из рис. 2, б и в видно, что вне области инверсии знака фототока (при положительном или отрицательном его знаке) с ростом угла падения наблюдается монотонное увеличение коэффициента фотоплекроизма по закону  $\mathcal{P} \sim \theta^2$ . С увеличением  $\theta$  для фототока обеих полярностей сохраняется соотношение  $|I''| > |I^{\perp}|$ . При  $E // PP$  фототок  $|I''|$  в результате увеличения  $\theta$  до значений  $\sim 60^\circ$  возрастает, тогда как  $|I^{\perp}|$  во всем диапазоне углов падения падает. Из сравнения рис. 2, б и в можно также заключить, что фотоплекроизм в области межзонного фотоактивного поглощения (при одинаковых значениях  $\theta$ ) оказывается более высоким, чем для процесса фотоэмиссии (рис. 2, б и в, кривые 3). Следует также указать, что при одинаковых значениях  $\theta$  фотоплекроизм в структурах  $Au-n-GaAs-Au$  оказывается выше, чем для  $Au-n-GaAs$  [4, 5]. Из рис. 2, б можно также видеть, что вблизи  $\theta \approx 80^\circ$  фототок  $I^{\perp} \rightarrow 0$ , тогда как значение  $I''$  остается достаточно высоким. По этой причине коэффициент фотоплекроизма приближается к 100% (рис. 2, б, кривая 3).

При освещении структур  $Au-n-GaAs-Au$  излучением с энергией фотонов из окрестности точки инверсии знака фототока (рис. 1, в, кривая 1) характер зависимостей поляризационных параметров от угла падения становится существенно отличным от рассмотренного выше случая. Для представленных зависимостей фототоков, как видно из рис. 2, г (кривые 1 и 2), во всем изученном диапазоне углов падения остается справедливым соотношение  $|I''| > |I^{\perp}|$ , однако фототок инвертирует свой знак, причем для каждой из поля-

ризации при этом имеется свое значение угла падения  $\theta_I$ . Так, инверсия знака  $I''$  осуществляется при  $\theta_I'' = 75^\circ$ , тогда как инверсия знака  $I^\perp$  происходит при  $\theta_I^\perp \approx 68^\circ$ . Это обстоятельство приводит к тому, что в диапазоне углов падения ЛПИ между  $\theta_I''$  и  $\theta_I^\perp$  изменение поляризации  $\vec{E} // \text{ПП}$  на  $\vec{E} \perp \text{ПП}$  вызывает инверсию знака фототока. По этой причине в угловой зависимости  $\mathcal{P}(\theta)$  обнаруживается также инверсия знака, причем в окрестности  $\theta \approx 72^\circ$  происходит резкое нарастание коэффициента фотоплекроизма  $\mathcal{P} \rightarrow \pm\infty$ . Экспериментально достигнутые максимальные значения  $\mathcal{P}$  составили  $\pm 200\%$ . Обнаруженный эффект усиления фотоплекроизма наблюдается в очень узкой области углов падения и длин волн. Он обусловлен, как и установленный ранее эффект  $\mathcal{P} \rightarrow \pm\infty$  в структурах с естественным фотоплекроизмом [1], векторной природой фототока.

При освещении структур  $Au-n-GaAs-Au$  в геометрии, когда знак фототока не инвертирует (рис. 1, в, кривая 2), коэффициент фотоплекроизма во всей области fotocувствительности плавно увеличивается с ростом угла падения вплоть до  $\theta = 70^\circ$ , следуя закону  $\mathcal{P} \sim \theta^2$  (рис. 2, г). Обнаруживаемый при  $\theta > 70^\circ$  спад  $\mathcal{P}$ , вероятно, может быть связан с виньетированием, обусловленным размещением плоскости границы барьера  $Au-1$  несколько ниже краев пластины  $GaAs$ .

4. Типичные поляризационные спектральные зависимости фототока короткого замыкания для одной из структур  $Au-n-GaAs-Au$  в геометрии, вызывающей инверсию знака фототока при изменении энергии фотонов, приведены на рис. 3, а. Главные особенности спектральных зависимостей  $I''$  и  $I^\perp$  состоят в следующем. Во всей области fotocувствительности фототок доминирует в поляризации  $\vec{E} // \text{ПП}$ . Для каждой из поляризаций в спектрах  $I$  имеется своя точка инверсии. Так, при  $\vec{E} // \text{ПП}$  инверсия знака наступает при  $\hbar\omega_I'' \approx 1.365$  эВ, а для  $\vec{E} \perp \text{ПП}$  значение  $\hbar\omega_I^\perp \approx 1.370$  эВ. Поляризационное расщепление точки инверсии составляет  $\Delta\hbar\omega_I \approx 5$  мэВ. В зазоре энергий между  $\hbar\omega_I''$  и  $\hbar\omega_I^\perp$  происходит изменение знака фототока для  $h\nu = const$  при переходе от поляризации  $\vec{E} // \text{ПП}$  к  $\vec{E} \perp \text{ПП}$ . Спектральный контур фототоков  $I''$  и  $I^\perp$  остается таким же, что и при освещении структур неполяризованным излучением (рис. 1, в, кривая 1).

5. Типичная спектральная зависимость коэффициента фотоплекроизма для структуры  $Au-n-GaAs-Au$  в геометрии, приводящей к инверсии знака фототока по спектру, представлена на рис. 3, б. Как и в случае структур с инверсией знака фототока в анизотропных полупроводниках [1], в спектральной зависимости коэффициента фотоплекроизма исследованных структур рис. 3, б наблюдается инверсия знака коэффициента фотоплекроизма. В окрестности этой точки  $\hbar\omega_I^{\mathcal{P}} \approx 1.37$  эВ коэффициент фотоплекроизма претерпевает разрыв и устремляется на  $\pm\infty$ . Асимптота локализуется при энергии фотонов  $\hbar\omega_I^{\mathcal{P}}$  для которой фототоки равны по амплитуде



( $|I^{\parallel}| = |I^{\perp}|$ ), но различаются по знаку. Благодаря векторной природе фототока и наступает эффект усиления фотоплетохроизма. По разные стороны от асимптоты, т.е. в областях энергий фотонов, отвечающих межзонному фотоактивному поглощению и фотоэмиссии электронов в *GaAs*, коэффициент фотоплетохроизма практически не зависит от энергии падающих фотонов, что характерно для наведенной поляризационной фоточувствительности в неинвертирующих знак фототока структурах [2-5]. Управление спектральным диапазоном эффекта усиления  $\mathcal{P}$  в структурах *Au-n-GaAs-Au* легко осуществляется внешним смещением.

6. Таким образом, установлено, что в структурах на основе изотропных полупроводников с двумя потенциальными энергетическими барьерами встречного направления электрических полей в условиях проявления наведенного фотоплетохроизма при освещении ЛПИ возникают эффекты инверсии знака фототока и усиление фотоплетохроизма. Обнаруженные эффекты открывают новые перспективы применения изотропных полупроводников в поляризационной фотозлектронике.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Рудь Ю.В. // Изв. вузов СССР. Физика. 1986. № 8. С. 68-83.
- [2] Конников С.Г., Мелебаев Д., Рудь В.Ю., Федоров Л.М. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 12. С. 11-15.
- [3] Конников С.Г., Мелебаев Д., Рудь В.Ю., Сергинов М. // Письма в ЖТФ. 1992. В. 18. В. 12. С. 39-43.
- [4] 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.
- [5] Конников С.Г., Мелебаева Г.Д., Мелебаев Д., Рудь В.Ю., Сергинов М. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 24. С. 32-38.
- [6] Беркелиев А., Гольдберг Ю.А., Мелебаев Д., Царенков Б.В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 8. С. 1532-1534.
- [7] Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник. М.: Наука. 1978. 340 с.
- [8] Ландсберг Г.С. Оптика М., 1976. 926 с.

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

Поступило в Редакцию  
22 марта 1993 г.