

## ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ НАВЕДЕННОГО ФОТОПЛЕОХРОИЗМА В СТРУКТУРАХ $p-n$ -GaP/ $p$ -Si

А. Беркелиев,<sup>1</sup> Ю. В. Жилиев, Н. Назаров,<sup>1</sup> В. Ю. Рудь, Ю. В. Рудь, Л. М. Федоров

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

<sup>1</sup> Физико-технический институт Академии наук Туркменистана, Ашгабад, Туркменистан (Получена 19 марта 1993 г. Принята к печати 25 марта 1993 г.)

Представлены экспериментальные результаты измерений фоточувствительности структур  $p-n$ -GaP/ $p$ -Si, содержащих два встречно включенных энергетических барьера. Показано, что при наклонном падении линейно поляризованного излучения в исследованных структурах возникает поляриметрический эффект, который контролируется углом падения. Обнаружены эффекты поляризационной инверсии знака фототока в зависимости от угла падения, азимутального угла и энергии падающих фотонов линейно поляризованного излучения. Установлено, что в окрестности точки инверсии знака фототока наступает эффект усиления наведенного фотоплеохроизма. Сделан вывод о возможностях применения полученных структур в фотоанализаторах линейно поляризованного излучения.

Одной из главных проблем в создании фоточувствительных поляриметрических фотодетекторов остается обеспечение высокого значения коэффициента фотоплеохроизма [1]. Целый ряд подходов, обеспечивающих увеличение коэффициента естественного фотоплеохроизма  $\mathcal{P}_N$  вплоть до достижения эффекта гигантского фотоплеохроизма ( $\mathcal{P}_N \rightarrow \infty$ ), был развит при изучении фоточувствительности в структурах с потенциальным барьером в анизотропных полупроводниковых кристаллах [1-3]. Этот эффект основан на достижении поляризационной инверсии знака фототока, в результате чего  $\mathcal{P}_N \rightarrow \infty$ . До последнего времени возможности проявления этого эффекта в поляризационной фоточувствительности, возникающей при наклонном падении линейно поляризованного излучения, вообще не обсуждались. Поэтому коэффициент наведенного фотоплеохроизма  $\mathcal{P}_I$ , наблюдавшийся в диодных структурах на изотропных полупроводниках, принципиально не выходит за пределы  $\mathcal{P}_I = 100\%$ .

В настоящей работе впервые сообщается о получении GaP-структуры с двумя  $p-n$ -переходами на Si-подложках и о достижении эффекта усиления наведенного фотоплеохроизма, т. е.  $\mathcal{P}_I > 100\%$ , на структурах  $p-n$ -GaP/ $p$ -Si, параметры которых обеспечивали инверсию знака фототока при изменении длины волны неполяризованного излучения.

1. Объектами исследования эффектов поляризационной фоточувствительности служили структуры  $p-n$ -GaP/ $p$ -Si, полученные методом газофазной эпитаксии в открытой хлоридной системе [4, 5].

Для получения структур  $p-n$ -GaP/ $p$ -Si вначале на подложке  $p$ -Si выращивался гетероэпитаксиальный слой  $n$ -GaP, а затем поверх него наращивался слой  $p$ -GaP. Толщина первого эпитаксиального слоя  $n$ -GaP составляла  $3 \div 4$  мкм. В процессе эпитаксии слой  $n$ -GaP легировался теллуром и серой до концентраций электронов  $n \approx (1+3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Эпитаксиальный слой  $p$ -GaP выращивался на

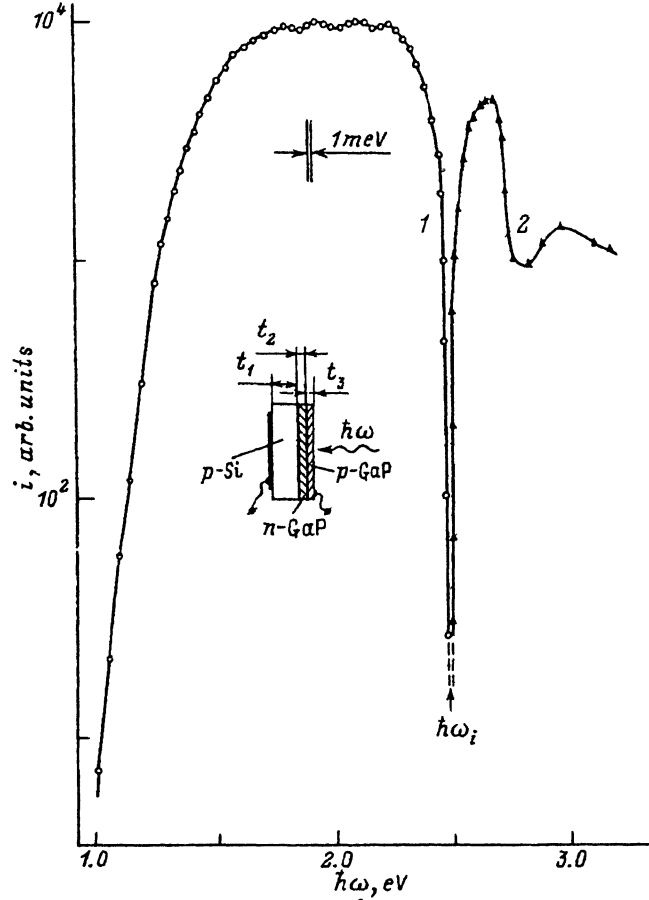


Рис. 1. Спектральная зависимость фототока короткого замыкания при воздействии неполяризованным излучением на структуру  $p-n\text{-GaP}/p\text{-Si}$   $T = 300$  К. На вставке — схема структуры;  $t_1 = 400$  мкм,  $t_2 = 4$  мкм,  $t_3 = 4$  мкм. Полярность фототока (полярность контакта на  $p\text{-Si}$ ): 1 — „+“; 2 — „-“.

структуре  $n\text{-GaP}/p\text{-Si}$  и при этом легировался цинком до концентраций дырок  $p \approx (0.5 \div 1.0) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; толщина слоя составляла  $\sim 4$  мкм. Для получения структур  $p-n\text{-GaP}/p\text{-Si}$  использовались полированные пластины Si марки КДБ-001 толщиной  $\sim 400$  мкм, ориентированные в плоскости (100) и характеризующиеся углом разориентации  $4^\circ$  в направлении [110].

Таким образом, полученные структуры представляли собой два энергетических барьера  $n\text{-GaP}/p\text{-Si}$  и  $p-n\text{-GaP}$  с встречно направленными электрическими полями, что позволяло ожидать проявления в них инверсии знака суммарного фототока при изменении длины волны неполяризованного излучения.

На рис. 1 представлена типичная спектральная зависимость фототока короткого замыкания ( $i$ ) для одной из выращенных структур при освещении неполяризованным излучением со стороны  $p\text{-GaP}$ . Видно, что фоточувствительность наблюдается в широкой области энергий фотонов. Длинноволновая граница отвечает началу межзонного поглощения в кремнии и определяется непрямыми переходами, а знак суммарного фототока  $i$  (условно положительный) позволяет считать, что в диапазоне энергий фотонов от 1.0 до 2.4 эВ основной вклад в  $i$  обеспечивает гетеропереход  $n\text{-GaP}/p\text{-Si}$ . В диапазоне от 1.6 до 2.3 эВ фототок проявляет неселективный характер, что указывает на достаточно эффективное

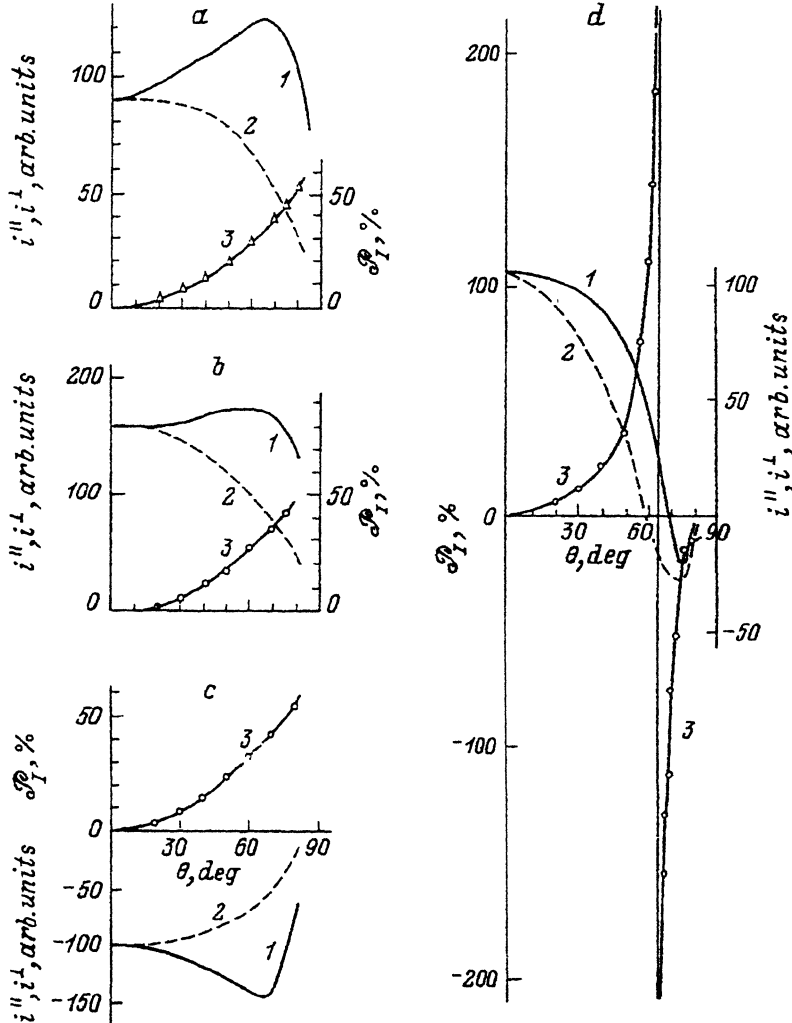


Рис. 2. Зависимости фототока короткого замыкания  $i^{\parallel}$  (1),  $i^{\perp}$  (2) и коэффициента фотохроизма  $P_1$  (3) для структур  $p$ - $n$ -GaP/ $p$ -Si от угла падения  $\theta$  линейно поляризованного излучения на поверхность  $p$ -GaP при различных длинах волн.  $T = 300$  К.  $\lambda$ , мкм:  $a - 0.5500$ ;  $b - 0.9200$ ;  $c - 0.4800$ ;  $d - 0.5000$ . Погрешность установки угла падения  $\Delta\theta = \pm 30'$ . Полярность фототока указана как полярность контакта на  $p$ -Si.

разделение фотогенерированных носителей заряда удаленным от освещаемой поверхности барьером  $n$ -GaP/ $p$ -Si. Из рис. 1 можно также видеть, что в спектрах фототока проявилась серия эквидистантных максимумов, которые свидетельствуют об интерференции излучения в слоях GaP. Проявление такой картины указывает на высокую однородность и совершенство выращенных на специально разориентированном кремнии слоев GaP.

Инверсия знака суммарного фототока вблизи  $\hbar\omega_i = 2.485$  эВ (рис. 1) и знак  $i$  в коротковолновой спектральной области (условно отрицательный) позволяют считать, что с наступлением межзонных переходов в GaP основной вклад в фоточувствительность структуры уже обеспечивается локализованным у освещаемой плоскости барьером  $p$ - $n$ -GaP. Таким образом, инверсия знака фототока при изменении длины волны неполяризованного излучения вызвана конкуренцией

встречно включенных энергетических барьеров  $n\text{-GaP}/p\text{-Si}$  и  $p\text{-n-GaP}$ . Этот известный эффект может быть использован для дистанционного детектирования температуры нагретых тел [6]. Далее, будут рассмотрены новые для такого рода структур эффекты, возникающие при наклонном падении линейно поляризованного излучения.

2. На рис. 2 суммированы характерные примеры зависимостей поляризационных параметров структуры от угла падения излучения. Общей закономерностью этих зависимостей как в области постоянного знака фототока, так и в окрестности длины волны  $\lambda_i$ , при которой наступает инверсия знака  $i$ , является возникновение поляризационной фоточувствительности,  $\mathcal{P} \neq 0$ , как только угол падения  $\theta$  становится отличным от нуля. Следовательно, как и в неинвертирующих структур фототока [7], поляризационная фоточувствительность для структур  $p\text{-n-GaP}/p\text{-Si}$  обуславливается прохождением излучения через границу воздух—поверхность  $p\text{-GaP}$ . Как видно из рис. 2,  $a, b$ , при освещении структуры с отличным от  $\lambda_i$  длинами волн угловые зависимости фототока  $i^\parallel$ , возникающего при совмещении электрического вектора световой волны  $E$  с плоскостью падения  $P$  излучения, т. е. при  $E \parallel P$ , фототока  $i^\perp$ , при  $E \perp P$ , а также коэффициента фотоплекроизма

$$\mathcal{P}_I = \left( \frac{i^\parallel - i^\perp}{i^\parallel + i^\perp} \right) \quad (1)$$

в общем оказались сходными с известными для одиночных барьеров в кристаллах  $A^{III}B^V$  [7].

Действительно, независимо от знака фототока во всей области фоточувствительности в угловой зависимости  $i^\parallel(\theta)$  с ростом угла падения отмечается рост фототока, при  $\theta \approx 65^\circ$  достигается максимум и только при больших углах падения амплитуда падает. На кривых  $i^\perp(\theta)$  падение фототока наблюдается во всей области углов  $\theta$  (рис. 2,  $a-c$ ). Эти зависимости в общем отвечают ожидаемым из соотношений Френеля для амплитудных коэффициентов прохождения светом границы сред с разными показателями преломления [8, 9]. Что касается коэффициента фотоплекроизма, то несмотря на смену знака фототока при  $\lambda = \lambda_i$  знак  $\mathcal{P}_I$  остается положительным и угловая зависимость подчиняется соотношению  $\mathcal{P}_I \sim \theta^2$ .

В окрестности длины волны  $\lambda_i$ , при которой наблюдается инверсия знака и фототока, и коэффициента фотоплекроизма обнаруживаются новые закономерности. Так, для каждой из компонент,  $i^\parallel(\theta)$  и  $i^\perp(\theta)$ , имеется свой угол падения (соответственно  $68^\circ$  и  $58^\circ$ ), при котором наступает инверсия знака фото-

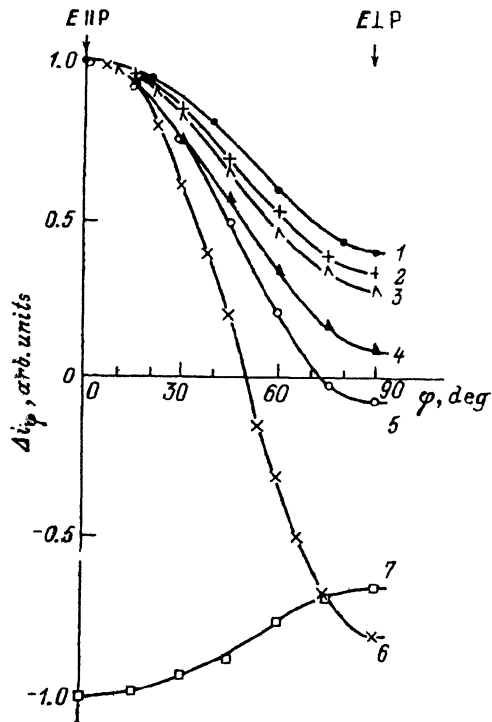


Рис. 3. Поляризационные индикатрисы фототока короткого замыкания структуры  $p\text{-n-GaP}/p\text{-Si}$  при различных длинах волн излучения.  $T = 300$  К.  $\lambda$ , мкм: 1 — 0.92; 2 — 0.65; 3 — 0.55; 4 — 0.5150; 5 — 0.5075; 6 — 0.5000; 7 — 0.48.  $\theta = 75^\circ$ .

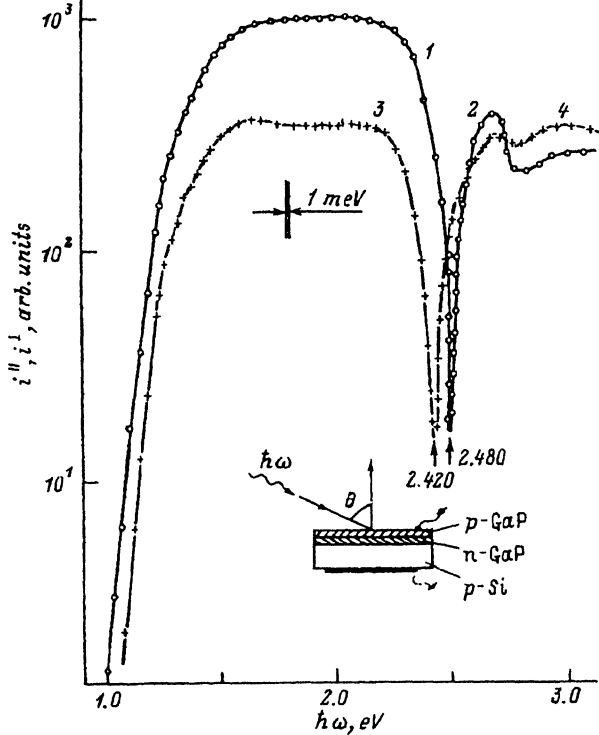


Рис. 4. Спектральные зависимости фототока короткого замыкания  $i''$  (1, 2) и  $i'$  (3, 4) структуры  $p-n\text{-GaP}/p\text{-Si}$  при наклонном падении линейно поляризованного излучения.  $T = 300$  К. На вставке — схема освещения структуры. Полярность контакта на  $p\text{-Si}$ : 1, 3 — "+"; 2, 4 — "—".

тока короткого замыкания. К тому же эти зависимости уже не следуют просто законам отражения, определяемым соотношениями Френеля [8]. Это является результатом того, что при прохождении световой волной границы воздух—кристалл регистрируется фототок, формирующийся как сумма встречно направленных фототоков от каждого из барьеров (в окрестности  $\lambda_j$ ). В соответствии с выражением (1) из-за инверсии знаков  $i''$  и  $i'$  в угловой зависимости  $\mathcal{P}_1(\theta)$  появляется точка разрыва при  $\theta \approx 65^\circ$  и коэффициент фотоплекроизма стремится к бесконечности:  $\mathcal{P}_1 \rightarrow \pm\infty$ . Реально наблюдавшиеся значения  $\mathcal{P}_1$  достигали  $\pm(400 \div 700)\%$ . Как видно из рис. 2, асимптота гиперболической кривой фотоплекроизма проходит при угле падения  $\sim 65^\circ$ , соответствующем максимумам на кривых  $i''(\theta)$  (рис. 2, а—с).

Таким образом, в окрестности точки инверсии знака фототока в угловой зависимости коэффициента фотоплекроизма при  $\theta_j$  достигается эффект усиления поляризационной фоточувствительности ( $\mathcal{P}_1 \rightarrow \pm\infty$ ).

3. Типичные поляризационные индикатрисы фототока для полученных структур  $p-n\text{-GaP}/p\text{-Si}$  в области поляризационной фоточувствительности при  $\theta = 75^\circ$  приведены на рис. 3. Главной закономерностью этих периодических зависимостей фототока от азимутального угла  $\varphi$  является то, что все они подчиняются одному и тому же соотношению, известному как обобщенный закон Малюса

$$\Delta i_\varphi = i'' \cos^2 \varphi + i' \sin^2 \varphi. \quad (2)$$

В области  $\lambda \approx \lambda_j$  (рис. 3, кривые 4, 5) имеет место инверсия знака фототока, контролируемая уже величиной азимутального угла. Изменением длины волны

излучения при фиксированном угле падения можно контролировать величину азимутального угла  $\varphi_i$ , обеспечивающего инверсию знака фототока. Очевидно, что в данном случае изменение длины волны позволяет регулировать вклад каждого из барьеров в величину суммарного фототока. Вне точки инверсии максимальная амплитуда фототока всегда достигается в поляризации  $E \parallel P$ , тогда как в окрестности  $\lambda_i$  возможно реализовать случай, когда фототоки  $i^{\parallel}$  и  $i^{\perp}$  равны по амплитуде, но противоположны по знаку. Именно этот случай, как следует из выражения (1), обеспечивает достижение эффекта усиления фотоплекроизма.

Таким образом, как и для естественного фотоплекроизма [1, 6], в поляризационных индикатрисах двухбарьерных структур наблюдается контролируемая азимутальным углом между электрическим вектором световой волны и плоскостью падения излучения инверсия знака фототока. До сих пор такая инверсия была установлена только в структурах на анизотропных полупроводниках [3].

4. На рис. 4 показана типичная спектральная зависимость фототока структуры при двух экстремальных относительно  $P$  положениях плоскости поляризации излучения. В общем эти зависимости подобны рассмотренным ранее для случая освещения таких структур неполяризованным излучением (рис. 1).

Поляризация излучения позволяет контролировать величину фототока, не влияя на спектральный контур фоточувствительности вне окрестности  $\lambda_i$ . В поляризованном свете для каждой из поляризаций в спектральной зависимости фототока имеется своя точка инверсии: 2.420 и 2.485 эВ для  $i^{\perp}$  и  $i^{\parallel}$  соответственно. В интервале между этими энергиями фотонов проявляется случай, когда изменение положения плоскости поляризации при  $\hbar\omega = \text{const}$  вызывает изменение знака фототока. Как видно из рис. 5, в указанном интервале энергий фотонов реализуется и случай  $i^{\parallel} = -i^{\perp}$ , что согласно (1) обеспечивает интересующий нас эффект  $\mathcal{P}_i \rightarrow \pm \infty$ .

На рис. 5 представлен пример спектральной зависимости коэффициента навесного фотоплекроизма структуры  $p-n$ -GaP/ $p$ -Si при  $\theta = 75^\circ$ . В широкой спектральной области фоточувствительности 1.1÷2.3 эВ коэффициент фотоплекроизма изменяется слабо и находится на уровне  $\mathcal{P}_i \approx 50\%$ , что в совокупности с широкополосным характером спектральных зависимостей фототока (рис. 1 и 4) позволяет сделать вывод о неселективном характере спектральных зависимостей азимутальной фоточувствительности [3] полученных структур в указанном диапазоне длин волн.

Главная особенность в спектральных зависимостях  $\mathcal{P}_i$  структур  $p-n$ -GaP/ $p$ -Si как раз реализуется, когда  $i^{\parallel} = -i^{\perp}$  (рис. 5). Видно, что асимптота гиперболы располагается при энергии фотонов  $\hbar\omega_i \approx 2.47$  эВ, при которой встречные фототоки  $i^{\parallel}$  и  $i^{\perp}$  равны по амплитуде. Вблизи этой

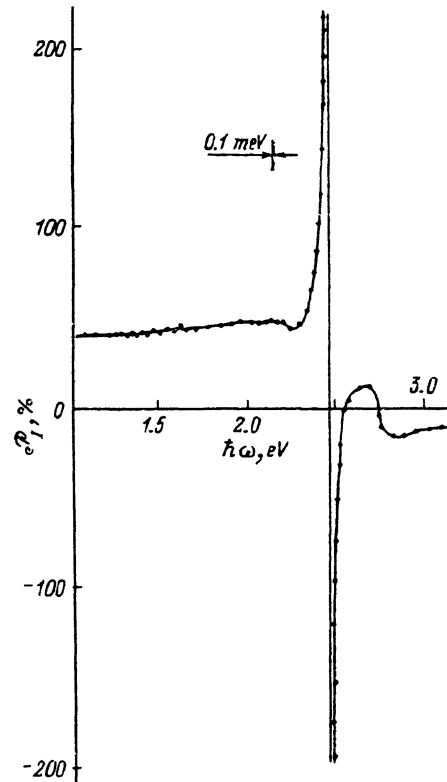


Рис. 5. Спектральная зависимость коэффициента фотоплекроизма структуры  $p-n$ -GaP/ $p$ -Si при наклонном падении линейно поляризованного излучения на поверхность  $p$ -GaP.  $T = 300$  К.  $\theta = 75^\circ$ .

энергии фотонов происходит усиление коэффициента фотоплекроизма,  $\mathcal{P}_1 \rightarrow \pm \infty$ . Экспериментально достигнуты максимальные величины  $\mathcal{P}_1 \approx 900\%$ , что существенно выше типичных значений коэффициента фотоплекроизма не инвертирующих фототок структур [6]. Здесь следует отметить, что посредством внешнего электрического смещения аналогично [2] удастся экспрессно управлять величиной  $\hbar\omega$  и, следовательно, осуществлять перестройку узкого спектрального диапазона эффекта «гигантского» наведенного фотоплекроизма.

5. В заключение укажем, что представленные здесь результаты исследований фоточувствительности структур  $p-n\text{-GaP}/p\text{-Si}$  доказывают реальность достижения эффекта усиления наведенного фотоплекроизма и открывают возможность применения  $p-n$ -структур из GaP на подложках  $p\text{-Si}$  в качестве высокочувствительных селективных фотоанализаторов линейно поляризованного излучения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ю. В. Рудь. Изв. вузов. Физика. Вып. 8. 68 (1986).
- [2] А. А. Абдурахимов, В. Ю. Рудь, В. Е. Скорюкин, Ю. К. Ундалов. ЖПС, 37, 463 (1982).
- [3] Ю. В. Рудь, Р. В. Масагутова. ФТП, 15, 439 (1981).
- [4] Ю. В. Жилиев, В. В. Криволапчук, Н. Назаров, И. П. Никитина, Н. К. Полетаев, Д. В. Сергеев, В. В. Травников, Л. М. Федоров. ФТП, 24, 1303 (1990).
- [5] В. В. Евстропов, Ю. В. Жилиев, Н. Назаров, Д. В. Сергеев, Л. М. Федоров. ФТП, 27, 668 (1993).
- [6] А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник, 432, М. (1975).
- [7] С. Г. Конников, Д. Мелебаев, В. Ю. Рудь, М. Сергинов. Письма ЖТФ, 18, вып. 12, 39 (1992).
- [8] Г. С. Ландсберг. Оптика, 926. М. (1976).
- [9] Р. Аззам, М. Башара. Эллипсометрия и поляризованный свет, 584. М. (1981).

Редактор Л. В. Шаронова