

06;07;12

©1995 г.

ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГЕТЕРОСТРУКТУР $p-n$ -GaAs- n -GaP/ n -Si В ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Ю.В.Жиляев, Н.Назаров,* В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, А.Н.Топчий

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия

*Физико-технический институт АН Туркменистана, Ашхабад, Туркменистан
(Поступило в Редакцию 10 марта 1994 г.)

Методом газофазной эпитаксии в открытой хлоридной системе созданы гетероструктуры $p-n$ -GaAs- n -GaP/ n -Si и исследована их фоточувствительность в естественном и линейно поляризованном излучении. Установлено, что фоточувствительность этих структур определяется процессами поглощения и преобразования в активной области гомо- $p-n$ -перехода из GaAs, тогда как эпитаксиальный буферный слой GaP позволяет снизить рекомбинационные потери и наряду с кремниевой подложкой практически не участвует в процессах фоточувствительности.

Обнаружена и исследована поляризационная фоточувствительность гетероструктур из GaAs. Показано, что аномалия в угловой зависимости фототока, наблюдаемого при совмещении плоскости поляризации излучения с плоскостью падения, обусловлена несовершенством наружной поверхности p -GaAs. Обсуждаются угловая и спектральная зависимости азимутальной фоточувствительности полученных структур. Сделан вывод о возможности использования структур $p-n$ -GaAs- n -GaP/ n -Si в качестве фотоанализаторов линейно поляризованного излучения.

Введение

В последние годы активизируются исследования по созданию эпитаксиальных структур на основе арсенида галлия на кремниевых подложках [1-4]. В основном эта тенденция определяется возможностью совмещения в таких гетероструктурах уникального в оптоэлектронике материала арсенида галлия с высококачественным кремнием. Имеются сообщения о получении светоизлучающих [5,6] и фотопреобразовательных [7-9] структур из GaAs на Si подложках с применением различных методов эпитаксии. В этом плане представляют интерес исследования фотоэлектрических свойств GaAs $p-n$ -структур на Si подложках как в неполяризованном, так и в линейно поляризованном излучении.

В настоящей работе представлены результаты систематических исследований фотovoltaического эффекта структур, представляющих собой эпитаксиальный гомо- $p-n$ -переход из GaAs на Si подложках с буферным слоем n -GaP, в сопоставлении с более простыми структурами $p-n$ -GaAs, нанесенными на подложку из монокристалла n -GaP (без Si подложки) или непосредственно на кремний.

1. Создание эпитаксиальных $p-n$ -GaAs- n -GaP/ n -Si структур. При получении таких структур использован метод газовой эпитаксии в открытой хлоридной системе Ga(GaP)-P Cl_3 -H $_2$ и Ga(GaAs)-AsCl $_3$ -H $_2$ [10].

Для получения этих структур на кремниевой подложке сначала выращивался гетероэпитаксиальный буферный слой n -GaP, а затем на него последовательно наращивались слои n - и p -GaAs. Буферные слои n -GaP легировались теллуром и серой до концентрации $n \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и имели толщину $\sim 6 \text{ мкм}$. Эпитаксиальный слой n -GaAs выращивался на буферном фосфид галлиевом эпитаксиальном слое n -GaP/ n -Si, легировался теллуром до концентраций $n \approx 1-3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и имел толщину $\sim 5 \text{ мкм}$. Затем на нем выращивался слой p -GaAs толщиной до 4 мкм , который легировался цинком до концентраций дырок $p \approx 1-2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Подложками для получения $p-n$ -GaAs- n -GaP/ n -Si структур служили полированные пластины кремния КЭФ-001 с диаметром $d \approx 60 \text{ мкм}$, толщинами до 400 мкм и ориентацией в плоскости (100) с разориентацией $\sim 6^\circ$ в направлении [110]. После создания всех слоев (рис. 1) из пластин выкальвывались структуры с площадью $S \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Омические контакты получены сплавлением сплавов In + 2.5%Zn (p -GaAs) и In + 2%Te (n -Si и n -GaP) в атмосфере очищенного водорода при температуре 550 и 600% соответственно. Схематически полученные $p-n$ -GaAs- n -GaP/ n -Si структуры с омическими контактами показаны на рис. 1.

Для возможности корректного сравнения также были изготовлены GaAs $p-n$ -структуры на пластинах n -GaP с ориентацией в плоскости (100) с разориентацией $\sim 4^\circ$ в направлении [110].

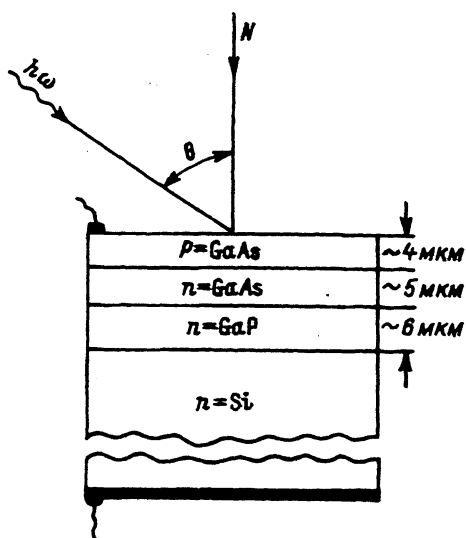


Рис. 1. Конструкция гетероструктур $p-n$ -GaAs- n -GaP/ n -Si и схема их освещения линейно поляризованным излучением (излучение падает со стороны p -GaAs, а торцевая часть структур и контакты закрыты от света).

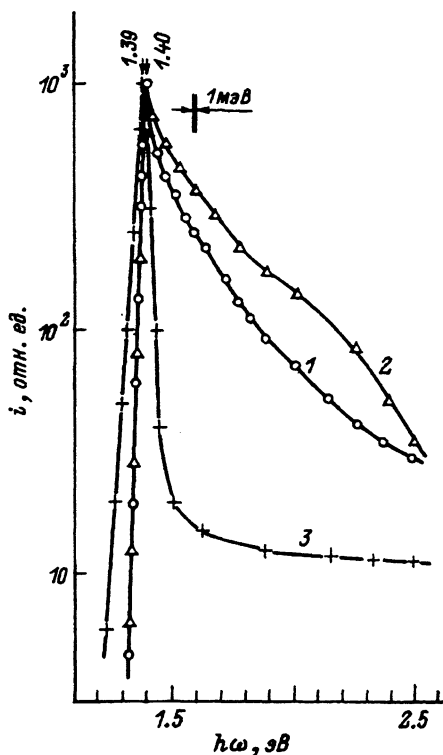


Рис. 2. Спектральные зависимости фототока короткого замыкания гетероструктур $p-n\text{-GaAs-n-GaP/n-Si}$ (1), $p-n\text{-GaAs/n-GaP}$ (2) и $p-n\text{-GaAs/n-Si}$ (3) в неполяризованном излучении при $T = 300\text{ K}$ (освещение вдоль нормали к плоскости $p\text{-GaAs}$).

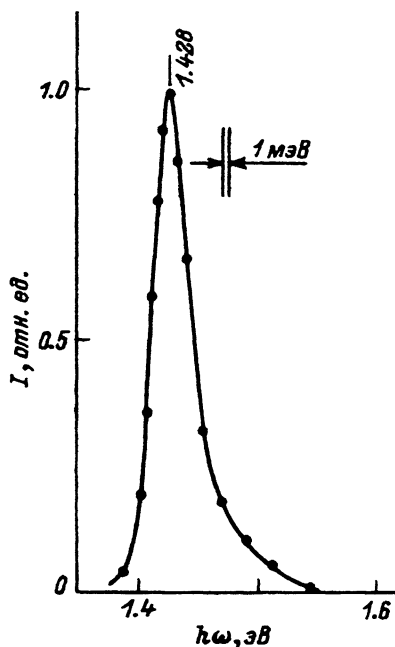


Рис. 3. Спектральная зависимость фотолюминесценции слоя $p\text{-GaAs}$ ($T = 300\text{ K}$).

2. Полученные структуры монтировались на столике Федорова СТФ-1, позволяющем изменять угол падения θ , падающего на их приемную плоскость излучения в диапазоне $0-90^\circ$ с точностью $\pm 30'$. Спектры фоточувствительности измерялись при освещении как естественным, так и линейно поляризованным излучениями и пересчитывались на равное число падающих фотонов. Во всех этих измерениях излучение падало на приемную плоскость структур, так как торцевые части структур тщательно предохранялись от попадания излучения. Спектральное разрешение, реализованное в выполненных измерениях, приводится у кривых.

3. Спектральные зависимости фотовольтаического эффекта для типичных структур в неполяризованном излучении при $\theta = 0$ приведены на рис. 2. Для всех указанных структур знак фототока во всей области фоточувствительности остается неизменным и имеет положительную полярность на слое $p\text{-GaAs}$. Следовательно, основной вклад в разделение фотогенерированных носителей заряда обеспечивает активная область гомо- $p-n$ -перехода из GaAs .

Из рис. 3 видно, что слои GaAs *p*-типа при возбуждении сильно поглощаемым излучением аргонового лазера ($\lambda = 446$ нм, $P = 0.1$ Вт/см²) обнаруживают характерные для *p*-GaAs спектры фотолюминесценции, связанные с излучательными переходами с участием мелких центров [11].

Как следует из рис. 2 и таблицы, спектры фототока короткого замыкания в сравниваемых структурах подобны и имеют вид ярко выраженного максимума вблизи энергии ширины запрещенной зоны GaAs [11]. Экспоненциальный рост фототока при $\hbar\omega > 1.3$ эВ можно связывать с наступлением прямых межзонных переходов в GaAs. Обратим внимание, что крутизна S длинноволнового края фототока (см. таблицу) наиболее высокая в структурах *n-p*-GaAs, выращенных на кремниевой подложке с эпитаксиальным буферным слоем GaP либо на GaP. При наращивании эпитаксиальных *n-p*-GaAs структур непосредственно на Si (см. таблицу) происходит заметное снижение крутизны длинноволнового края фототока, что связано, вероятно, с увеличением плотности дефектов в области *p-n*-перехода. Как следует из таблицы, такое же снижение крутизны наблюдается и в барьерах Шоттки из объемных кристаллов *n*-GaAs, обладающих более низким совершенством, чем эпитаксиальные слои GaAs *n*- и *p*-типа.

Из рис. 2 также видно, что в сравниваемых гетероструктурах на основе GaAs фоточувствительность достигает максимума при энергиях фотонов, которые оказываются несколько ниже E_g арсенида галлия. Это может быть обусловлено как поглощением излучения в достаточно толстом поверхностном слое *p*-GaAs, так и высокой скоростью рекомбинации на состояниях дефектов в области интерфейса. С учетом близких толщин слоев GaAs в сравниваемых структурах можно считать, что основное различие в их фоточувствительность вносят дефекты в области интерфейса. Из рис. 2 и таблицы хорошо видно, что коротковолновый спад фототока, который представлен как отношение $i_{1.6\text{эВ}}/i_m$ наиболее сильно выражен в структурах *n-p*-GaAs/*n*-Si. Введение буферного слоя *n*-GaP позволяет значительно снизить этот спад и увеличить ширину спектрального максимума фототока на полувысоте $\delta_{1/2}$ (см. таблицу). Поскольку в структурах *p-n*-GaAs/*n*-GaP (без Si подложки) коротковолновый спад фототока наиболее низкий среди сравниваемых гетероструктур, то есть основания ожидать, что дальнейшее совершенствование параметров буферного эпитаксиального слоя *n*-GaP может обеспечить улучшение фотоэлектрических свойств гетеропереходов *p-n*-GaAs-*n*-GaP/*n*-Si.

Представленные результаты показывают, что в функциональном отношении полученные эпитаксиальные гомопереходы из GaAs на кремнии с буферным слоем *n*-GaP близки к обычным гомопереходам из GaAs.

4. Наклонное падение линейно поляризованного излучения (рис. 1) сопровождается возникновением наведенного фотоплекроизма в структурах *p-n*-GaAs-*n*-GaP/*n*-Si. Из рис. 4 (кривые 1 и 2) видно, что при $\theta > 0$ фототок во всей области спектра фоточувствительности при совмещении плоскости поляризации с плоскостью падения излучения ($E \parallel IP$) — i^{\parallel} оказался выше i^{\perp} ($E \perp IP$). При этом обратим внимание на то обстоятельство, что во всей области $\theta > 0$ происходит мо-

Основные фотоэлектрические параметры структур на основе эпитаксиального GaAs

Типы структур	$d_{p\text{-GaAs}}$, мкм	$\hbar\omega_m$, эВ	S , эВ ⁻¹	$\delta_{1/2}$, мэВ	$i_{1.6\text{эВ}}/i_m$	\mathcal{P} ($\theta = 75^\circ$)
<i>p-n-GaAs-n-GaP/n-Si</i>	4	1.40	80	65	0.38	45
<i>p-n-GaAs/n-GaP</i>	4	1.40	78	120	0.37	-
<i>p-n-GaAs/n-Si</i>	5	1.39	50	40	0.02	58
<i>Au-n-GaAs</i>	-	1.44	50	1300	0.98	55

потонный спад i^{\parallel} и i^{\perp} . Наблюдаемая зависимость значений $i^{\parallel}(\theta)$ не описывается соотношением Френеля для амплитудных коэффициентов прохождения световой волной границы воздух-арсенид галлия, тогда как для $i^{\perp}(\theta)$ такое качественное соответствие сохраняется. Как известно, угловые зависимости $i^{\parallel}(\theta)$ в случае поверхностно-барьерных структур Au-*n*-GaAs при освещении со стороны зеркальной поверхности слоя золота не обнаружили отклонений от соотношений Френеля [12]. С учетом этого обстоятельства полученную аномалию для зависимости $i^{\parallel}(\theta)$ в случае структур *p-n*-GaAs-*n*-GaP/*n*-Si можно связывать с несовершенством наружной поверхности полученных слоев *p*-GaAs. Это обстоятельство указывает на необходимость в совершенствовании процессов эпитаксии GaAs и заодно доказывает пригодность поляризационных измерений фоточувствительности для экспрессного контроля качества эпитаксиальных структур.

Из рис. 4 можно видеть, что коэффициент наведенного фотоплекроизма

$$\mathcal{P} = \frac{i^{\parallel} - i^{\perp}}{i^{\parallel} + i^{\perp}}$$

структур *p-n*-GaAs-*n*-GaP/*n*-Si монотонно возрастает с ростом угла падения по параболическому закону, достигая 69% при $\theta \approx 83^{\circ}$, что находится в качественном соответствии с данными работы [12] и, следовательно, позволяет полагать, что основной вклад в наведенный фотоплекроизм вносит анизотропия оптических процессов на границе воздух-GaAs.

Поляризационная разность фототоков $\Delta i = i^{\parallel} - i^{\perp}$ в структурах *p-n*-GaAs-*n*-GaP/*n*-Si также оказалась подобной характерной для структур Au-*n*-GaAs [12]. Из рис. 4 (кривая 4) следует, что поляризационная разность фототоков, определяющая поляризационную квантовую эффективность, имеет вид кривой с максимумом в области $40-60^{\circ}$ для различных структур. На рис. 4 приводится также относительная азимутальная фоточувствительность $\bar{\Phi} \sim \Delta i \cdot \mathcal{P}$, которая достигает максимальных значений при более высоких углах падения, чем Δi . Для исследованных структур максимум $\bar{\Phi}$ заполняет интервал углов падения от 55 до 70° , этот разброс, по-видимому, обусловлен технологическими различиями в совершенстве наружной поверхности эпитаксиальных слоев *p*-GaAs.

5. Спектральные зависимости фототоков i^{\parallel} и i^{\perp} при $\theta = \text{const}$ для типичной структуры *p-n*-GaAs-*n*-GaP/*n*-Si приведены на рис. 5. Спектральные контуры фототоков i^{\parallel} и i^{\perp} подобны наблюдаемому в неполяризованном излучении. Изменение поляризации излучения вызывает лишь параллельные смещения спектральных кривых от i^{\parallel} к i^{\perp} . По этой причине спектральная зависимость поляризационной разности фототоков Δi имеет тот же спектральный контур, что и фототоки i^{\parallel} и i^{\perp} . С ростом угла падения спектральная зависимость поляризационной разности все более "прижимается" к спектральной зависимости доминирующего фототока i^{\parallel} . Еще одним следствием из отмеченной закономерности является постоянство коэффициента наведенного фотоплекроизма в области фоточувствительности структур *p-n*-GaAs-*n*-GaP/*n*-Si

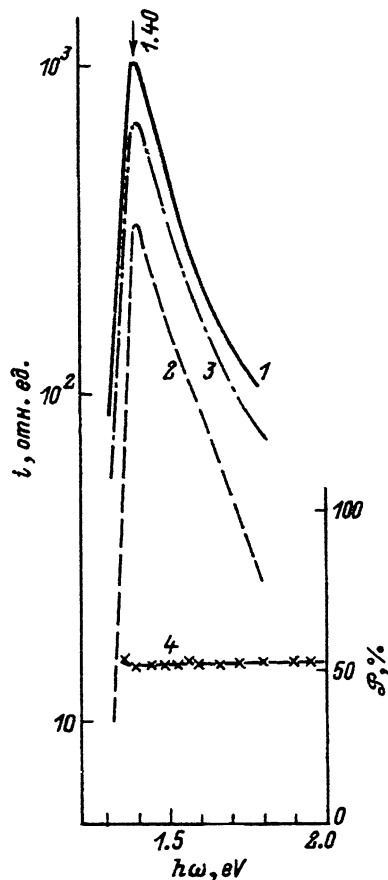
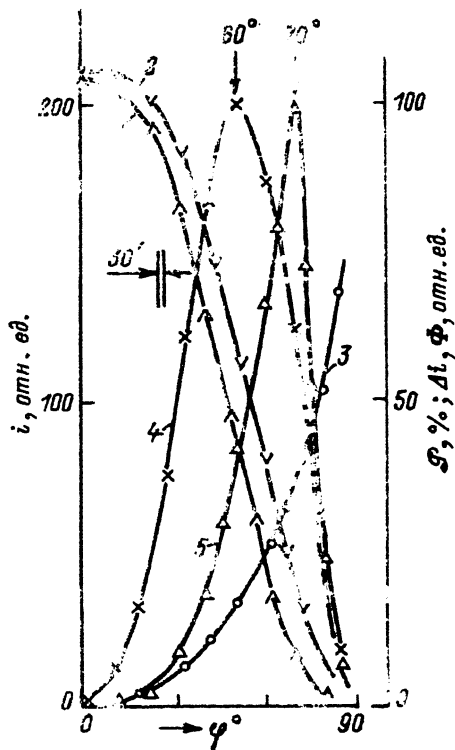


Рис. 4. Зависимость фототоков короткого замыкания (1 — $i_{||}$, 2 — i_{\perp}), коэффициента наведенного фотополюхроизма (3) поляризационной разности фототоков (4) и азимутальной фоточувствительности (5) от угла падения линейно поляризованного излучения на приемную плоскость (100), структура $p-n-GaAs-n-GaP/n-Si$ ($\lambda = 0.39 \mu\text{м}$, $T = 300 \text{ K}$).

Рис. 5. Спектральные зависимости фототоков короткого замыкания (1 — $i_{||}$, 2 — i_{\perp}), их поляризационной разности (3) и коэффициента наведенного фотополюхроизма (4) ($\theta = 82^\circ$, $T = 300 \text{ K}$).

(рис. 5, кривая 4). Поэтому спектральная зависимость азимутальной фоточувствительности структур, представляющих собой эпитаксиальный гомо- $p-n$ -переход из GaAs на Si подложке с буферным слоем $n-GaP$, характеризуется максимумом при $\hbar\omega \approx 1.40 \text{ эВ}$, который в конечном счете определяется спектром $\Delta i(\hbar\omega)$.

Таким образом, полученные гетероструктуры $p-n-GaAs-n-GaP/n-Si$ при наклонном падении линейно поляризованного излучения обладают поляризационной зависимостью фотоответа, причем величина коэффициента фотополюхроизма легко контролируется посредством угла падения и определяется также совершенством приемной плоскости полученных структур.

Список литературы

- [1] *Fang S.F., Adomi K., Lyer S. et al.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 7. P. R31–R58.
- [2] *Christou A., Stoemeos J., Flevaris N. et al.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 7. P. 3298–3302.
- [3] *Закурдаев И.В., Садофьев Ю.Г., Сенничкин А.П., Суворов А.М.* // Электронная пром-сть. 1990. № 8. С. 36–38.
- [4] *Винекуров Д.А., Лантратов В.М., Симицын М.А. и др.* // ФТП. 1991. Т. 25. Вып. 6. С. 1022–1029.
- [5] *Windhorn T.H., Metze G.M., Tsaur B.Y., Fan C.C.* // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 45. N 4. P. 309–311.
- [6] *Derpe D.G., Hall D.C., Holonjak N. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. N 10. P. 874–876.
- [7] *Itoh Y., Nishioka T., Yamamoto A., Yamaguchi M.* // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 19. P. 1617–1618.
- [8] *Жилев Ю.В., Липко А.Л., Мынбаева М.Г. и др.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 7. С. 30–33.
- [9] *Андреев В.М., Антипов В.Г., Калиновский В.С. и др.* // ФТП. 1993. Т. 27. Вып. 1. С. 141–145.
- [10] *Евстропов В.В., Жилев Ю.В., Назаров Н. и др.* // ФТП. 1993. Т. 27. Вып. 4. С. 668–673.
- [11] *Берг А., Дин П.* Светодиоды. М.: Мир, 1979. 686 с.
- [12] *Конников С.Г., Мелебаев Д., Рудь В.Ю., Сергинов М.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 12. С. 39–42.

