

06;07

ИНВЕРСИЯ ЗНАКА ФОТОТОКА
В ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ИЗ CdSiAs₂ и CdGeP₂

Ю. В. Рудь, М. А. Таиров

Экспериментально исследовано явление инверсии знака фототока в структурах $n-p$ -CdSiAs₂ и $Cu-n$ -CdGeP₂- Cu в зависимости от напряжения смещения при освещении естественным и линейно поляризованным излучением. Показано, что энергетическое положение точки инверсии знака фототока определяется геометрией освещения структур и контролируется величиной напряжения смещения. Установлен эффект резкого нарастания коэффициента естественного фотоплекроизма в изученных структурах при обеспечении в них условий инверсии знака фототока.

Инверсия знака фототока (ИЗФ) в фоточувствительных структурах на анизотропных полупроводниках пока остается единственным известным эффектом, который сопровождается резким нарастанием коэффициента естественного фотоплекроизма $\mathcal{S}_e > 100\%$ [1-3]. До сих пор этот эффект наблюдался на диодных структурах из двух соединений II-IV-V₂ с решеткой типа халькопирита D_{2d}¹² [4]. В данной работе сообщается о наблюдении явления ИЗФ еще на двух представителях этого класса веществ — прямозонных полупроводниках CdSiAs₂ и CdGeP₂, для которых рубеж 100% для коэффициента естественного фотоплекроизма все еще оставался непревзойденным [4-8].

Структуры $n-p$ -CdSiAs₂

Исследовались гомо- $n-p$ -переходы из CdSiAs₂, полученные методом естественного легирования [7]. Монокристаллический слой n -типа ($n \approx 10^{17}$ см⁻³) толщиной 10—50 мкм создавался на ориентированных в плоскости (100) пластинах p -типа ($p \approx 10^{16}$ см⁻³) с толщинами 0.1—0.5 мм. Для типичных $n-p$ -структур коэффициент выпрямления составлял $\sim 10^3$ — 10^5 и обратные токи $\sim 10^{-6}$ — 10^{-7} А при напряжениях смещения ≈ 1 В, контактная разность потенциалов ≈ 0.5 — 0.9 В, вольтовая чувствительность была максимальна при освещении со стороны базы и достигала $\approx 5 \cdot 10^5$ В/Вт при $T=300$ К. Направление выпрямления и знак фотонапряжения холостого хода U_{xx} отвечали энергетической диаграмме $n-p$ -структуры, причем слой всегда заряжался отрицательно и знак U_{xx} не зависел от места падения светового зонда на поверхность диода. Из стационарной ВАХ в области линейности $I_{np} = f(U_{np})$ было определено, что сопротивление базы и контактов в полученных диодах $R_T \approx (1-5)$ кОм при 300 К. При измерениях фототока i $n-p$ -переход включался по схеме, показанной на вставке к рис. 1; освещение производилось вдоль направления [001] со стороны n - и p -областей, спектральное разрешение установки в естественном и линейно поляризованном свете ≈ 1 мэВ.

При обратных смещениях на $n-p$ -переходах, а также в отсутствие напряжения внешнего смещения $U=0$ фототок во всей области фоточувствительности и при освещении как со стороны n -слоя, так и со стороны базы p -типа имеет один знак (рис. 1, 2, кривые I), который полностью определяется $n-p$ -переходом. При этом обращает на себя следующее различие спектрального контура фототока. При освещении со стороны тонкого n -слоя фототок наблюдается только

в примесной области $0.6-1.5$ эВ и спадает практически до нуля при $\hbar\omega \geq E_A$, где E_A соответствует энергии минимального межзонного A -перехода [5]. При освещении $n-p$ -структур со стороны толстой базы p -типа фототок возрастает на два порядка по отношению к рассмотренному выше случаю и, как видно из рис. 2 (кривая 1), доминирует в области собственного поглощения ($\hbar\omega > E_A$). Такое различие может быть вызвано тем, что в CdSiAs_2 длина диффузионного смещения для электронов выше, чем для дырок ($L_n > L_p$), а обеспечивающие длинноволновую фоточувствительность центры локализованы в слое n -типа.

В смещенных в пропускном направлении $n-p$ -переходах (рис. 1, 2) возникает явление ИЗФ, причем энергетическое положение точки инверсии $\hbar\omega_i$ контролируется величиной напряжения прямого смещения U_{np} и определяется

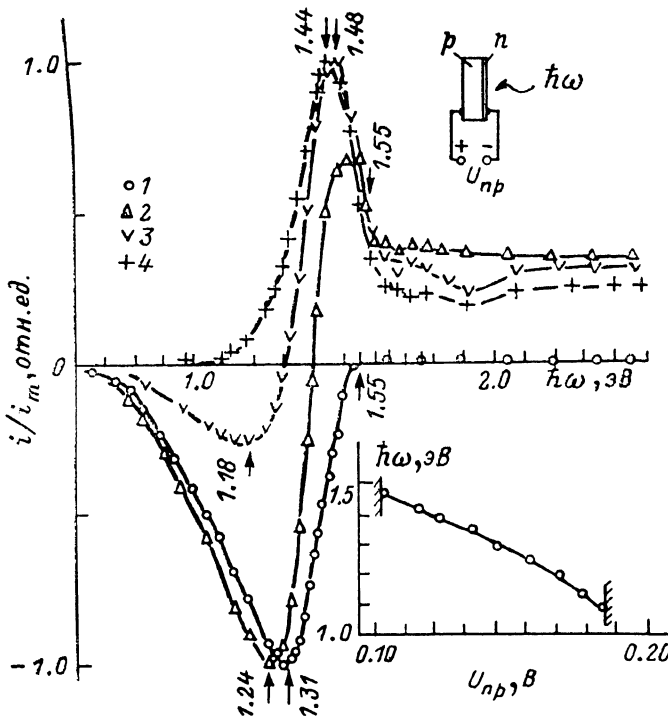


Рис. 1. Спектры фототока и зависимости $\hbar\omega_i = f(U_{np})$ $n-p$ - CdSiAs_2 при освещении со стороны n -области неполяризованным излучением.

U_{np} , В: 1 — 0, 2 — 0.13, 3 — 0.15, 4 — 0.20. $T=300$ К.

геометрией освещения структуры. Освещение со стороны слоя n -типа приводит, начиная с некоторого граничного значения $U_{np} > 0.1$ В, к возникновению фототока положительной полярности в коротковолновой области спектра $i(\hbar\omega)$. С ростом $U_{np} > 0.1$ В положение $\hbar\omega_i$ плавно смещается в длинноволновую область, так что, начиная с некоторого характерного для данной структуры значения $U_{np} \geq 0.18$ В (рис. 1), фототок в результате усиления положительной компоненты становится во всей области фоточувствительности одного знака. Следовательно, за счет внешнего напряжения смещения удается плавно управлять энергетическим положением точки ИЗФ в диапазоне от 1.48 до 1.10 эВ.

В случае освещения $n-p$ -перехода со стороны толстой базы, как видно из рис. 2, при достижении некоторых граничных напряжений прямого смещения $U_{np} \approx 0.1$ В также наступает явление ИЗФ. Однако в данном варианте освещения $n-p$ -структуры положительная компонента i возникает в длинноволновой области спектра фоточувствительности и с ростом $U_{np} > 0.1$ В ее вклад непрерывно возрастает. В результате такой конкуренции величина $\hbar\omega_i$ плавно смещается в область более высоких энергий фотонов. Так, из рис. 2 следует, что для исследованной структуры при переходе от освещения ее со стороны n -области к освещению со стороны базы удается смещать точку инверсии от 1.48 до 1.95 эВ за счет изменения напряжения в диапазоне от 0.1 до 1.9 В.

Наблюдаемое явление ИЗФ удается объяснить с помощью упрощенной эквивалентной схемы, включающей последовательно соединенные $n-p$ -переход,

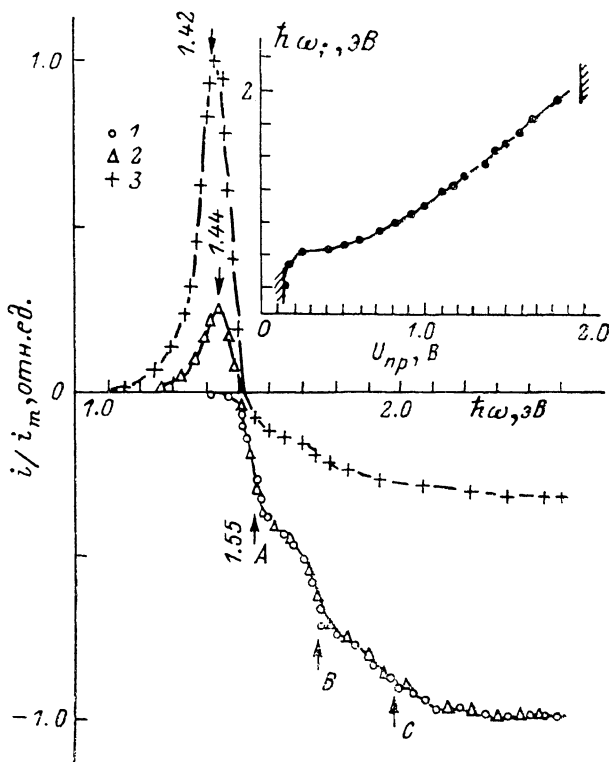


Рис. 2. Спектры фототока и зависимость $\hbar\omega_i = f(U_{пр})$ $n-p$ - $CdSiAs_2$ при освещении со стороны p -области неполяризованным излучением (стрелками A, B, C указаны энергии межзонных переходов $CdSiAs_2$ [8]).

$U_{пр}, В: 1 - 0, 2 - 0.2, 3 - 0.5. T=300 К.$

сопротивление базы и внешний источник. Результирующий фототок $n-p$ - $CdSiAs_2$ определяется сложением фототоков от генерируемого диодом фотонапряжения

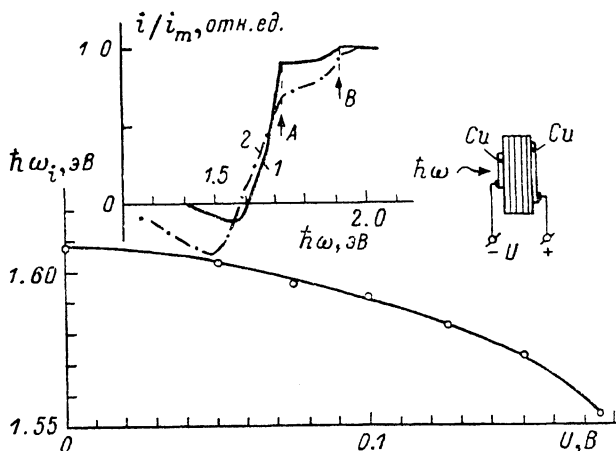


Рис. 3. Спектры фототока и зависимость $\hbar\omega_i = f(U)$ для структуры $Cu-CdGeP_2\langle In \rangle-Cu$ при освещении неполяризованным излучением. Полярность напряжения смещения и схема освещения на вставке.

$U, В: 1 - 0, 2 - 0.12; T=300 К.$ Стрелками A, B указана энергия межзонных переходов.

i_A и от источника внешнего напряжения i_B . При прямом смещении знаки i_A и i_B различаются, и фототок структуры определяется их разностью. Явление

ИЗФ отвечает случаю, когда векторная сумма $i_B + i_d = 0$. Различие в спектральных зависимостях i_B и i_d , с одной стороны, и возможность контролировать их соотношение, с другой стороны, приводят в конечном счете к возможности управления величиной $\hbar\omega$; (рис. 1, 2).

Структура $\text{Cu}-n\text{-CdGeP}_2\langle\text{In}\rangle\text{-Cu}$

Исследовались структуры с двумя неэквивалентными барьерами Шоттки при встречном направлении их электрических полей. Структуры получены химическим осаждением Cu на противоположные стороны ориентированных

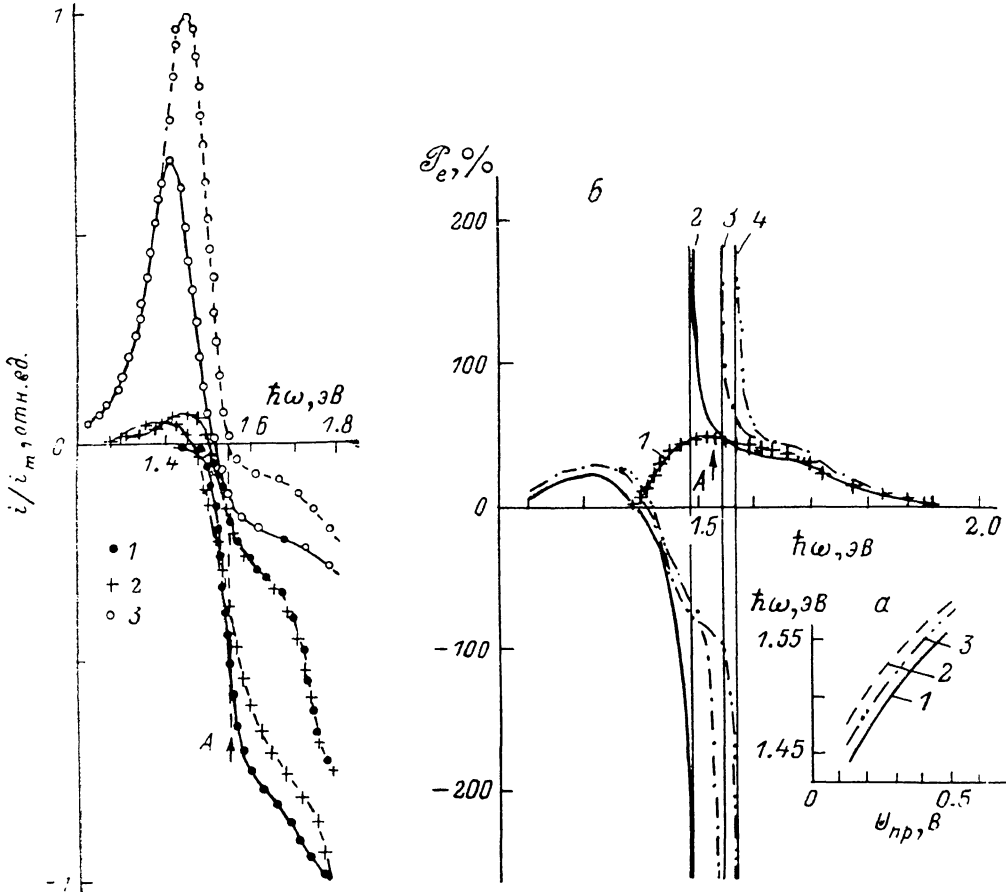


Рис. 4. Спектры фототока $n-p\text{-CdSiAs}_2$ в поляризованном излучении при освещении со стороны p -области вдоль нормали к плоскости (100).

$E \parallel c$ — сплошная кривая, $E \perp c$ — штриховая, U , В: 1 — 0, 2 — 0.19, 3 — 0.35; $T=300$ К.

Рис. 5. Зависимости энергетического положения точек инверсии знака фототока ($1 - E \parallel c$, $2 - E \perp c$) и коэффициента фотоплекроизма β для структур $n-p\text{-CdSiAs}_2$ (а) и спектральная зависимость коэффициента естественного фотоплекроизма структуры $n-p\text{-CdSiAs}_2$ (б) от ψ_{np} при $T=300$ К и освещении со стороны p -области.

U_{np} , В: 1 — 0, 2 — 0.19, 3 — 0.35, 4 — 0.50.

в плоскости (100) пластин $\text{CdGeP}_2\langle\text{In}\rangle$ [7]. Явление ИЗФ в такой структуре достигается и при отсутствии внешнего смещения ($U=0$), что обусловлено различным направлением фототоков от двух разных барьеров i_{κ_1} и i_{κ_2} (рис. 3). При включении внешнего смещения явление ИЗФ определяется уже суммой $i_{d_1} + i_{d_2} + i_B = 0$. Механизм ИЗФ двухбарьерных структур подробно рассмотрен в [2] и, как видно из рис. 3, за счет изменения внешнего смещения удастся управлять точкой инверсии знака фототока структур на основе $\text{CdGeP}_2\langle\text{In}\rangle$ в диапазоне от 1.68 до 1.55 эВ.

На рис. 4 представлены спектральные зависимости фототока $n-p$ -CdSiAs₂ в поляризованном свете. В соответствии с правилами отбора [5] наблюдается расщепление спектров при изменении поляризации излучения. Это приводит к тому, что в режиме ИЗФ величина $\hbar\omega_i$ обнаруживает зависимость от поляризации излучения. В результате для фототока полученных структур наблюдается два типа точек инверсии знака i : инверсия в зависимости от угла φ между E и s при $\hbar\omega = \text{const}$ и инверсия в зависимости от энергии падающих квантов при $\varphi = \text{const}$. На рис. 5, а показана зависимость $\hbar\omega_i$ от напряжения для двух поляризаций излучения (кривые 1, 2). Эта зависимость подобна случаю освещения структур поляризованным светом.

Спектр естественного фотоплетохроизма типичной структуры с ИЗФ представлен на рис. 5, б. При нулевом смещении спектр \mathcal{P}_e полученных структур был аналогичен установленному на фоторезисторах и гомопереходах без ИЗФ [4, 5]. В режиме ИЗФ естественный фотоплетохроизм структур претерпевает резкое увеличение. В окрестности точки инверсии знака фотоплетохроизма достигается максимальная величина $|\mathcal{P}_e| \approx 500-1000\%$, которую принципиально невозможно обеспечить посредством традиционных поляризационно-оптических схем. Внешнее напряжение смещения позволяет управлять энергетическим положением точки инверсии фотоплетохроизма (рис. 5, а, кривая 3). Из рис. 5, а следует, что ход кривых 1—3 подобен.

Внешнее напряжение смещения U_{np} структур с ИЗФ на анизотропных полупроводниках позволяет экспрессно контролировать величину и знак коэффициента естественного фотоплетохроизма, тогда как изменение обратного смещения практически не сказывается на значении \mathcal{P}_e (рис. 6).

Представленные экспериментальные данные показывают, что ИЗФ позволяет эффективно управлять спектральным диапазоном и величиной поляризационных параметров в структурах на основе тройных соединений CdSiAs₂ и CdGeP₂.

Литература

- [1] Рудь Ю. В., Масагутова Р. В., Медведкин Г. А. // ФТП. 1980. Т. 14. Вып. 10. С. 1873—1878.
- [2] Медведкин Г. А., Рудь Ю. В. // ФТП. 1980. Т. 14. Вып. 10. С. 1952—1958.
- [3] Медведкин Г. А., Подольский В. В., Рудь Ю. В. // ФТП. 1980. Т. 14. Вып. 11. С. 2218—2222.
- [4] Рудь Ю. В. // Изв. вузов. Физика. 1986. № 8. С. 68—83.
- [5] Лебедев А. А., Овезов К., Прочухан В. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 9. С. 385—390.
- [6] Давлетмурадов Ч., Овезов К., Прочухан В. Д. и др. // ФТП. 1976. Т. 10. Вып. 9. С. 1659—1663.
- [7] Maltseva I. A., Mamedov A., Rud Yu., V., Undalov Ju. K. // Phys. St. Sol. (a). 1978. Vol. 50. N 3. P. 445—448.
- [8] Давлетмурадов Ч., Овезов К., Прочухан В. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. Вып. 9. С. 878—881.

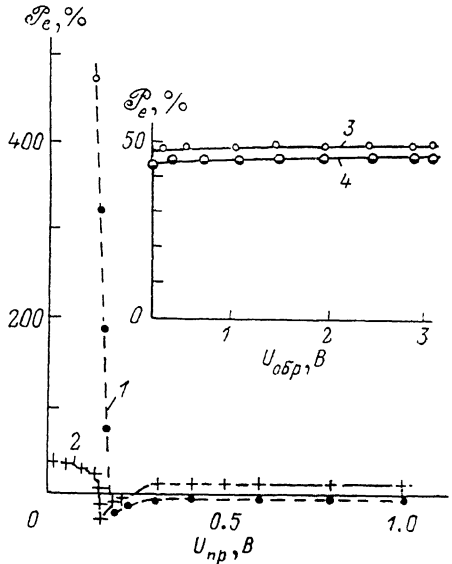


Рис. 6. Зависимость \mathcal{P}_e от прямого (1, 2) и обратного (3, 4) напряжений смещения на $n-p$ -CdSiAs₂ при $T=300$ К и освещении со стороны p -области.

$\hbar\omega$, эВ: 1 — 1.427, 2 — 1.410, 3 — 1.48, 4 — 1.59.