

УСИЛЕНИЕ ФОТОПЛЕОХРОИЗМА В СТРУКТУРАХ

 $n-p\text{-CdSiAs}_2-n\text{-In}_2\text{O}_3$

Рудь В. Ю., Рудь Ю. В., Сергинов М.

На основе ориентированных монокристаллов $p\text{-CdSiAs}_2$ созданы структуры, включающие в себя гомопереход $n-p\text{-CdSiAs}_2$ и гетеропереход $p\text{-CdSiAs}_2-n\text{-In}_2\text{O}_3$. Электрические поля в указанных барьерах имеют встречное направление, что приводит к инверсии знака фототока в зависимости от энергии фотонов и положения плоскости поляризации. Обнаружено явление усиления естественного фотоплекроизма $\mathcal{P}_i > 100\%$, которое наблюдается в окрестности поляризационной инверсии знака фототока.

Монокристаллы диарсенида кадмия и кремния с решеткой типа халькопирита в отличие от своего бинарного аналога GaAs обладают естественным фотоплекроизмом, что позволяет применять их в качестве поляриметрических фотодетекторов [1-3]. На их основе созданы гомо- и гетеропереходы, максимальный фотоплекроизм которых ограничен величиной естественного тетрагонального сжатия решетки халькопирита и не превышает 100%. В настоящей работе рассмотрена новая конструкция фотодетектора, представляющего собой такую комбинацию гомо- и гетероперехода, когда их внутренние электрические поля включены навстречу друг другу, что приводит к инверсии знака фототока в зависимости от поляризации излучения и обуславливает усиление естественного фотоплекроизма $|\mathcal{P}_i| > 100\%$.

Ориентированные в кристаллографической плоскости (100) пластины со средними размерами $4 \times 4 \times 0.5$ мм вырезали из специально не легированных практически однородных монокристаллов CdSiAs_2 с концентрацией свободных дырок $p \approx (1 \div 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и холловской подвижностью $\mu_p \approx 200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 300 К. Слои n -типа проводимости с толщинами до ~ 50 мкм получали естественным легированием [3], после чего путем шлифовки и последующего полирующего травления слоя удаляли со всех сторон пластины, за исключением одной, причем граница $p-n$ -перехода была параллельна тетрагональной оси с кристалла. Концентрация электронов в n -слое была $\approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Тонкий (~ 0.5 мкм) поликристаллический слой $n\text{-In}_2\text{O}_3$ с сопротивлением $100\text{--}200 \text{ Ом}/\text{см}^2$ нанесли на полированную плоскость (100) пластины $p\text{-CdSiAs}_2$ известным методом пиролиза [4]. Слои $n\text{-In}_2\text{O}_3$ обладали хорошей адгезией и оптической однородностью. Омический контакт к слоям $n\text{-CdSiAs}_2$ и $n\text{-In}_2\text{O}_3$ создавали вплавлением чистого индия, а к $p\text{-CdSiAs}_2$ — напылением чистой меди.

В качестве спектрального прибора применяли монохроматор SPM-2 с призмой из SiO_2 . Пучок естественного или линейно поляризованного излучения (рис. 1, а) падал вдоль нормали к плоскости (100) структур $n-p\text{-CdSiAs}_2-n\text{-In}_2\text{O}_3$. Спектры фоточувствительности исследованных при $T = 300$ К структур проводились к постоянному числу фотонов падающего излучения, спектральное разрешение установки было не ниже 1 мэВ.

На рис. 1, б представлена типичная спектральная зависимость фототока короткого замыкания i для одной из полученных структур. Главной особенностью этой зависимости является инверсия знака фототока при изменении энергии фотонов неполяризованного излучения. Сопоставление представленной зависимости фототока структуры с аналогичными спектральными зависимостями для каждой из

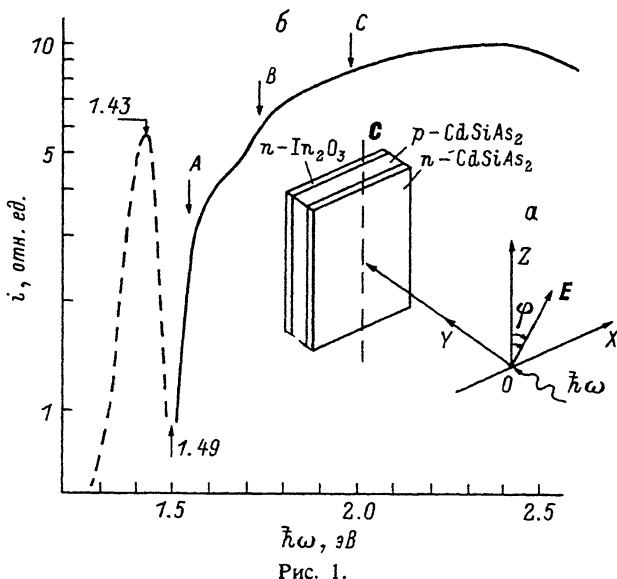


Рис. 1.

a — конструкция структуры n - p - CdSiAs_2 - n - In_2O_3 и схема ее освещения (φ — угол между тетрагональной осью z и электрическим вектором световой волны E), *b* — спектральная зависимость фототока короткого замыкания структуры n - p - CdSiAs_2 - n - In_2O_3 при освещении естественным излучением со стороны слоя n -типа. (Полярность слоя n -типа: штриховая кривая — минус, сплошная — плюс. Стрелками *A*, *B* и *C* обозначены энергии межзонных переходов в CdSiAs_2 согласно [5]).

двух входящих в состав структуры n - p - CdSiAs_2 - n - In_2O_3 энергетических барьеров, имеющих встречное направление электрических полей, позволяет коротковолновую положительную компоненту приписать разделению генерированных носителей в поле гетероперехода p - CdSiAs_2 - n - In_2O_3 , а длинноволновую отрицательную компоненту — разделению носителей гомопереходом n - p - CdSiAs_2 . В результате конкуренции встречно включенных энергетических барьеров как раз и достигается условие $i = 0$, из которого можно легко находить энергию фотонов монокроматического излучения либо температуру испускающего излучения тела [6].

Поляризационные индикатрисы фототока полученных структур (рис. 2) показывают также наличие инверсии знака фототока, возникающей при определенном значении азимутального угла φ между тетрагональной осью кристалла z и электрическим вектором световой волны E . Этот тип инверсии знака i существует в области поляризационной фоточувствительности, когда различающиеся по знаку фототоки от разных барьеров при определенном φ становятся равными и по амплитуде.

Типичные спектральные зависимости фототока инвертирующих структур для двух ортогональных относительно с положений E представлены на рис. 3. Как следует из рис. 3, вместо одной точки инверсии фототока при освещении структур неполяризованным излучением (рис. 1, б) в поляризованном свете для каждой из поляризаций возникает своя точка инверсии. Наблюдаемая закономерность в конечном счете обусловлена изменением глубины поглощения излучения при изменении положения E относительно c . В спектральных зависимостях фототока (рис. 3) между энергиями фотонов, отвечающих инверсии знака фототока для каждой из

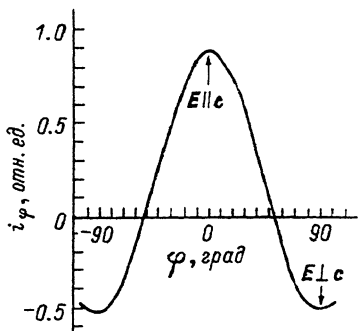


Рис. 2. Поляризационная индикатриса фототока структуры n - p - CdSiAs_2 - n - In_2O_3 ; $\hbar\omega = 1.49$ эВ.

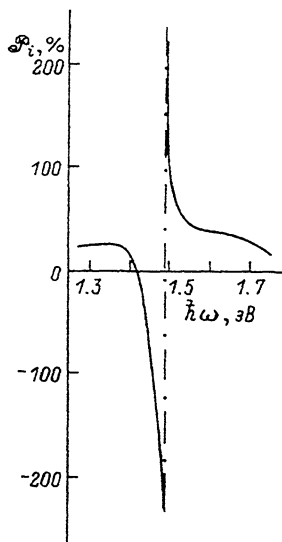
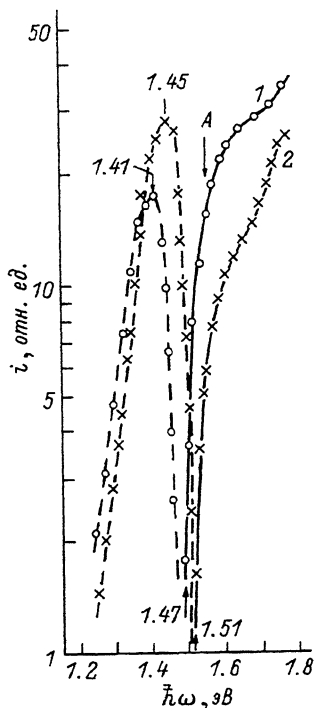


Рис. 3. Спектральные зависимости фототока короткого замыкания структуры $n-p\text{-CdSiAs}_2-n\text{-In}_2\text{O}_3$ при освещении линейно-поляризованным излучением.

Рис. 4. Спектральная зависимость коэффициента естественного фотогальванизма структуры $n-p\text{-CdSiAs}_2-n\text{-In}_2\text{O}_3$.

Полярность слоя n -типа: штриховая кривая — плюс, сплошная — минус; 1 — $E \parallel c$, 2 — $E \perp c$.

двух поляризаций, четко видна главная закономерность таких поляриметрических структур, которая заключается в сравнении абсолютных величин фототока $|i^{\parallel}| = |i^{\perp}|$. Этот случай, как следует из выражения для коэффициента фотогальванизма [1]

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

при различном знаке и равенстве абсолютных величин фототоков сопровождается резким нарастанием $\mathcal{P}_i \rightarrow \pm \infty$. На рис. 4, где приводится типичная спектральная зависимость коэффициента естественного фотогальванизма, хорошо видно, как в диапазоне между энергетическими положениями точек инверсии знака i^{\parallel} и i^{\perp} происходит резкое усиление фотогальванизма. В результате реально наблюдаемые величины \mathcal{P}_i достигают $\pm 200\%$, что существенно выше величины максимального оптического дихроизма $\mathcal{P}_a < 100\%$. Установленное усиление фотогальванизма является следствием векторной природы фототока, что в конечном счете и позволяет устремить знаменатель в выражении для коэффициента фотогальванизма к нулю.

Важно подчеркнуть, что в принципе существуют два независимых пути управления спектральным положением точки усиления фотогальванизма. Один из них состоит в контроле физических параметров структуры, и после создания каждой конкретной структуры спектральное положение точки усиления $\mathcal{P}_i \rightarrow \pm \infty$ становится заданным. Как показали измерения спектральных зависимостей фототока при приложении к структурам внешнего смещения, реализуется

также возможность экспрессной перестройки спектрального положения точки усиления \mathcal{P}_i каждой конкретной структуры. В заключение следует отметить, что созданные поляризационные инверторы знака фототока могут использоваться как узкоселективные фотоанализаторы с экспрессно перестраиваемым внешним электрическим полем спектральным диапазоном.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Рудь Ю. В. // Изв. вузов СССР. Физика. 1986. № 8. С. 68—83.
- [2] Абдурахимов А. А., Рудь Ю. В. // Изв. вузов СССР. Физика. 1985. № 12. С. 93—96.
- [3] Rud V. Yu., Rud Yu. V., Serginov M., Tairov M. A. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 113. N 1. P. 207—213.
- [4] Абдурахимов А. А., Рудь Ю. В., Санин К. В., Сергинов М., Скорюкин В. Е. // ЖТФ. 1983. Т. 53. В. 2. С. 325—328.
- [5] Shay J. L., Wernick J. H. Ternary chalcopyrite Semiconductors: growth, electronic properties and applications. Oxford, 1975. 244 p.
- [6] Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник. М., 1975. 432 с.

Физико-технический институт
АН Туркмении
Ашхабад

Получена 20.08.1991
Принята к печати 22.10.1991