

С.Х. ХУДАВЕРДЯН

## ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОТОКА В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ CdTe

Исследованы фотоприемные структуры с высокоомной прослойкой на основе CdTe, обладающие сменой знака спектрального фототока. Приведены спектральные зависимости фототока от внешнего напряжения и мощности падающего на образец излучения. В коротковолновой области спектра имеются два максимума, а точка смены знака фототока зависит от напряжения смещения. Показано, что наряду с фоточувствительностью исследуемые структуры обладают также фотометрическими свойствами. Дано физическое объяснение этих особенностей.

**Ключевые слова:** фотоприемные структуры, энергетическая зонная диаграмма, спектральная характеристика, фотогенерация носителей.

В работах [1-3] было показано, что в фотоприемных структурах с высокоомной прослойкой, расположенной между противоположно направленными потенциальными барьерами, наблюдается смена знака спектрального фототока. Это явление можно наглядно объяснить с помощью энергетической зонной диаграммы исследуемых структур (рис.1). Фототок  $I_{\phi 1}$  обусловлен фотогенерированными носителями, разделенными первым потенциальным барьером, а  $I_{\phi 2}$  – вторым.

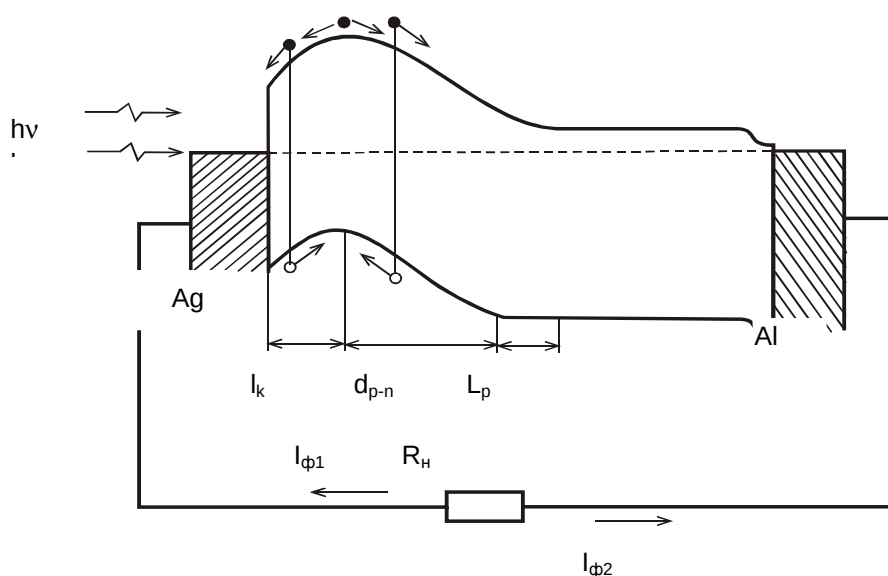


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма диодных структур с высокоомной базой в продольном режиме освещения и фототока встречных барьеров

Эти фототоки направлены в противоположные стороны. При продольном освещении в зависимости от длины волны поглощаемого излучения меняется соотношение между фототоками, и при определенной длине волны результирующий фототок меняет направление.

В настоящей работе исследованы особенности фотоэлектрических свойств подобных структур на основе CdTe. Как известно, CdTe обладает большой термо- и радиационной стойкостью и благодаря широкой запрещенной зоне способен обеспечить большие значения фото-ЭДС в фотоприемниках, изготовленных на его основе.

Эксперименты проводились на образцах, полученных путем термодиффузии Pt в низкоомный CdTe. В результате образовалась высокоомная прослойка CdTe : Pt. Со стороны прослойки омическим контактом служил полупрозрачный Ag, а с тыловой стороны - пленка Al [4]. К образцу прикладывалось постоянное напряжение, затем измерялся ток через сопротивление нагрузки  $R_n = 10^9 \text{ Ом}$ . Освещение образца через полупрозрачный контакт осуществлялось монохроматическим светом от осветителя ИО-24 через монохроматор УМ-2.

Спектральное распределение фототока короткого замыкания (к.з.) при разных интенсивностях освещения показано на рис. 2. В отличие от спектральных характеристик обычных фотодиодов в данном случае наблюдалась смена знака фототока.

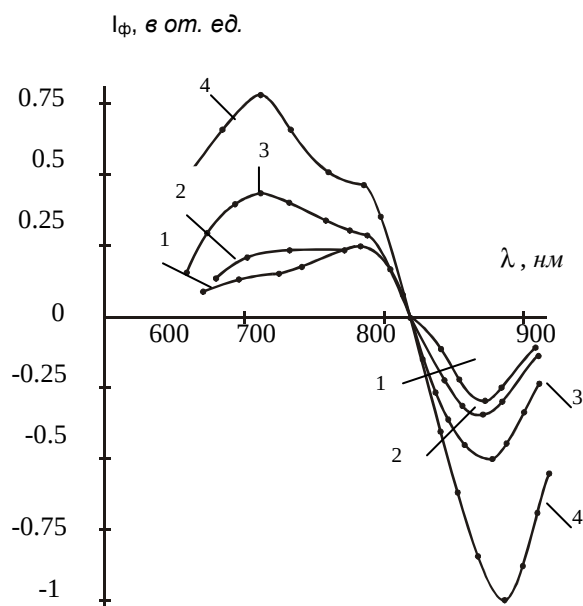


Рис. 2. Зависимость фототока к. з. от длины волны  $\lambda$ .

Мощность излучения увеличивается с увеличением нумерации кривых

Из рисунка видно, что в коротковолновой области наблюдаются два максимума при 710 и 780 нм, что соответствует энергиям квантов 1,74 и 1,59 эВ соответственно, причем при малых интенсивностях освещения доминирует максимум при  $\lambda_1 \sim 780$

нм (рис.2, кр. 1 и 2). С увеличением интенсивности освещения максимальное значение фототока при  $\lambda_2 \sim 710$  нм увеличивается и при мощностях освещения  $W > 0,5$  мкВт становится больше, чем при  $\lambda_1 \sim 780$  нм. Эти закономерности можно объяснить, если учесть, что глубина проникновения  $\lambda_1$  равна  $1/\alpha_1 \sim 400$  нм, а  $\lambda_2 - 1/\alpha_2 \sim 250$  нм ( $\alpha$  – коэффициент поглощения) [5], и предположить, что в приповерхностной области на глубине примерно до 250 нм расположены центры рекомбинации. Эти центры увеличивают скорость приповерхностной рекомбинации неосновных носителей тока, что приводит к уменьшению эффективного значения времени жизни. В результате уменьшается коротковолновый фототок. При увеличении глубины проникновения квантов электромагнитного излучения ( $\lambda_1 \sim 780$  нм) вероятность захвата носителей приповерхностными рекомбинационными центрами уменьшается (эффективное время жизни увеличивается), так как более глубоко генерированные носители в ускоряющем поле приповерхностного барьера набирают достаточную энергию, чтобы, не подвергаясь воздействию центров рекомбинации, участвовать в длинноволновом фототоке.

При мощности освещения  $W > 0,5$  мкВт число поглощенных квантов и фотогенерированных носителей значительно превосходит число приповерхностных центров рекомбинации, и эти центры перестают играть существенную роль в коротковолновом фототоке. Вследствие этого фототок при  $\lambda_2 \sim 710$  нм начинает доминировать над фототоком при  $\lambda_1 \sim 780$  нм (рис. 2, кр. 3 и 4).

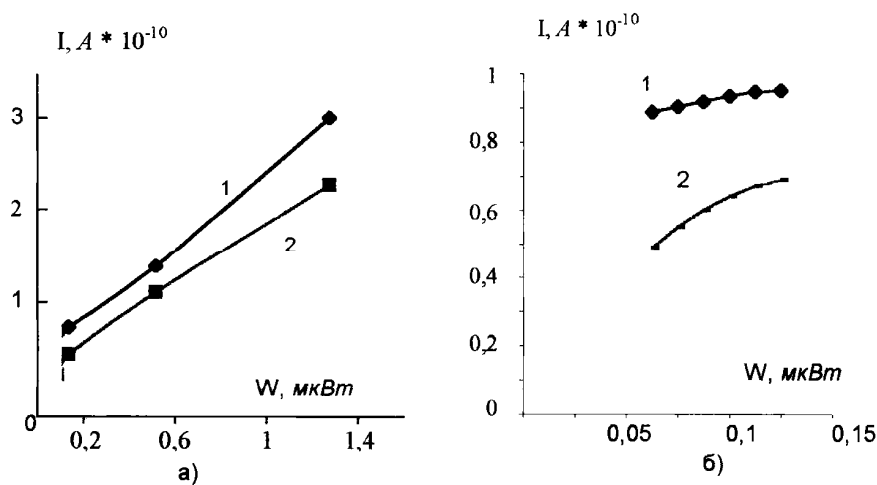


Рис 3. Зависимость фототока к.з. от мощности падающего на образец излучения: 1-  $\lambda = 0,87$  мкм; 2 -  $\lambda = 0,71$  мкм

На рис. 3 приведена зависимость максимальных значений фототока к.з. от мощности падающего излучения при двух различных длинах волн:  $\lambda \sim 710$  нм (кр. 2 - положительный фототок) и  $\lambda \sim 870$  нм (кр. 1 - отрицательный фототок). Зависимости на рис. 3 для удобства приведены в абсолютных значениях фототока к.з. На рис.3 б представлен начальный участок зависимости в развернутом виде. Как видно из рисунка, начальный участок при  $\lambda \sim 710$  нм нелинейный (кр. 2). Длинноволновый

отрицательный фототок ( $\lambda \sim 870 \text{ нм}$ ) создается вторым потенциальным барьером, для которого влияние приповерхностных рекомбинационных центров несущественно. Поэтому при малых мощностях излучения нелинейный участок отсутствует (рис. 3б, кр. 1). Дальнейший линейный рост фототока при  $\lambda \sim 710$  и  $870 \text{ нм}$ , как и для обычных фотодиодов, переходит к насыщению.

По значениям насыщения фототока (фото-ЭДС) на рис.3 была оценена высота потенциальных барьеров, которая составила  $0,27 \text{ эВ}$  для приповерхностного и  $0,4 \text{ эВ}$  для глубоко расположенного барьеров. Эти значения несколько ниже, чем теоретические оценки, приведенные в [4]. Такое расхождение, по всей вероятности, связано с тем, что в экспериментах трудно было создать идеальный режим холостого хода. Кроме того, сказывается взаимовлияние встречных барьеров, которое полностью исключить невозможно. Однако следует отметить, что соотношения теоретически рассчитанных и экспериментально полученных высот потенциальных барьеров совпадали с точностью до 0,01.

На рис. 4 представлена спектральная зависимость фототока при разных напряжениях смещения (“+” на Ад контакте). Наблюдаются две закономерности: во-первых, заметно увеличивается диапазон длин волн положительной фоточувствительности; во-вторых, точка смены знака фототока сдвигается в сторону длинных волн (при обратном смещении в сторону коротких волн).

Увеличение диапазона длин волн положительной фоточувствительности, как и у обычных фотодиодов, является результатом уменьшения скорости поверхностной рекомбинации под воздействием поля приповерхностного обратно смещенного барьера. В результате увеличивается эффективное время жизни неосновных носителей тока и соответственно коротковолновый фототок [6]. Вторая закономерность объясняется увеличением влияния обратно смещенного и уменьшением влияния прямо смещенного барьеров на общий фототок через структуру.

На рис. 5 показаны экспериментальная (кр. а) и теоретические (кр. б и в) зависимости точки инверсии спектрального фототока ( $\lambda_{\text{inv}}$ ) от напряжения смещения. Насыщение экспериментальной кривой при больших напряжениях (“+” на Ag контакте) происходит по двум причинам:

- ввиду ограничения сдвига спектральной чувствительности в сторону длинных волн вследствие уменьшения собственной фотогенерации ( $h\nu < E_g$ );
- ввиду уменьшения высоты глубоко расположенного потенциального барьера, что приводит к уменьшению отрицательного фототока, и при достаточно больших напряжениях фототок становится положительным.

При увеличении обратного смещения (“-” на Ag контакте) постепенно доминирует отрицательный фототок и при достаточно больших напряжениях становится полностью отрицательным.

Теоретическая кривая зависимости точки инверсии от напряжения смещения рассчитывалась по формуле

$$I_{\phi} = qSJ\beta[1 - 2\exp(-\alpha x_m) + \exp(-\alpha d)],$$

где  $q$  – заряд электрона;  $S$  – площадь светочувствительной поверхности;

$J$  – интенсивность падающего излучения;  $\beta$  – квантовая эффективность;  $\alpha$  – коэффициент поглощения;  $d$  – ширина высокоомной прослойки;  $x_m$  – ширина области объемного заряда приповерхностного перехода [1].

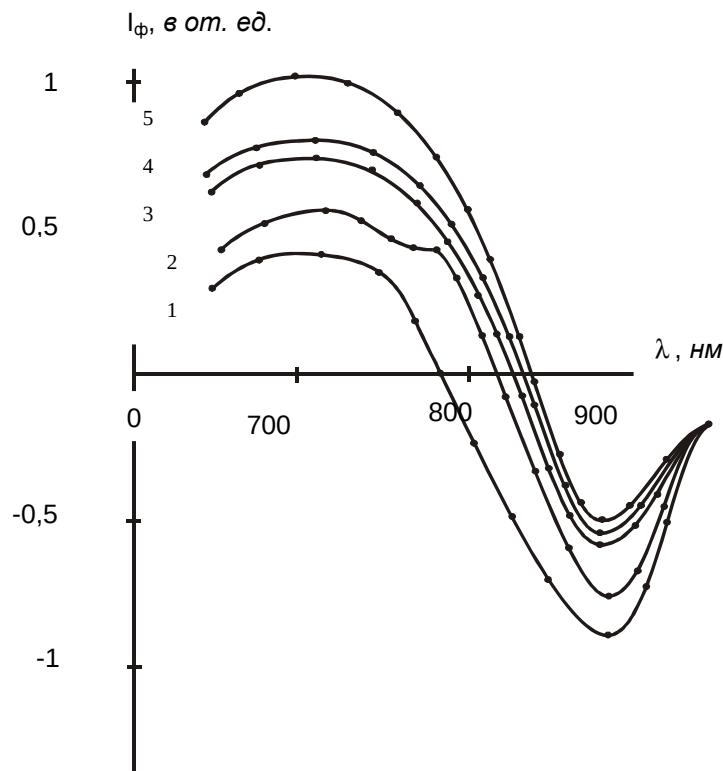


Рис.4. Спектральная зависимость фототока при разных напряжениях смещения: 1 – 0,04 В (– на Ag контакте); 2 – 0 В; 3 – 0,02 В; 4 – 0,04 В; 5 – 0,06 В (+ на Ag контакте). Мощность падающего излучения постоянная

Как видно из рис. 5, теоретическая зависимость заметно отличается от экспериментальной по диапазону изменения  $\lambda_{inv}$ . Отличие в длинноволновой области объясняется наличием в широкозонных самокомпенсирующихся полупроводниках  $A^2B^6$  достаточно больших концентраций мелких акцепторных и донорных примесей. Через эти примесные состояния происходит генерация электронно-дырочных пар при  $h\nu < E_g$  путем термооптических переходов, что является причиной сдвига длинноволнового максимума в сторону длинных волн для экспериментальных образцов (рис. 2 и 4).

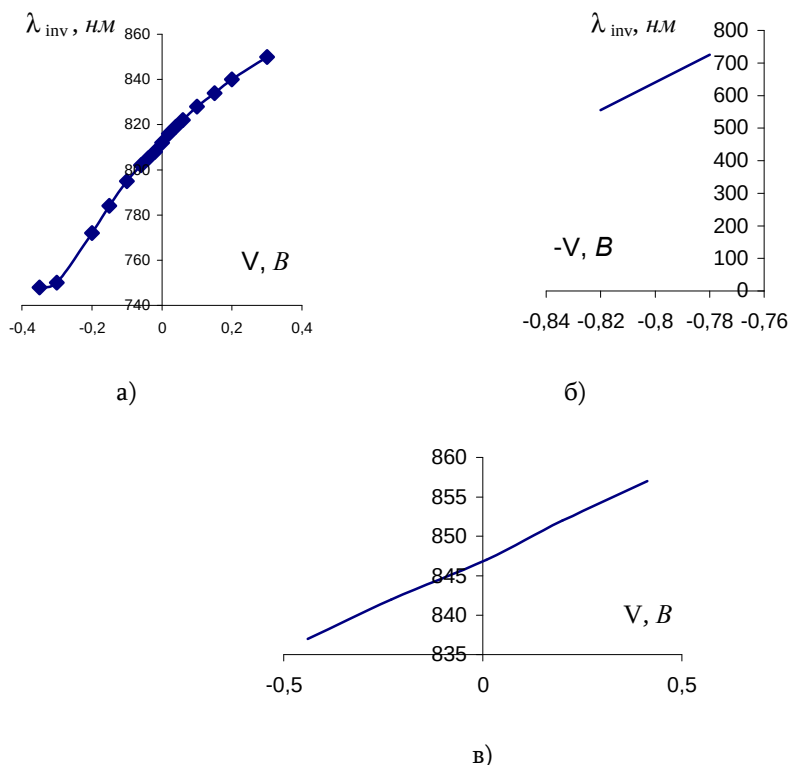


Рис. 5. Зависимость точки инверсии спектрального фототока ( $\lambda_{inv}$ ) от напряжения смещения: а – экспериментальная, б - и в – теоретические

Различие в коротковолновой области объясняется наличием большого количества поверхностных центров рекомбинации в экспериментальных образцах, что приводит к уменьшению чувствительности в области коротких длин волн. Благодаря наличию линейного участка на кривой ( $\lambda \sim$  от 750 до 820 нм) исследуемые структуры можно использовать в качестве фотометрического прибора (“0” - частотомера) с чувствительностью  $\sim 6$  мВ/нм. При точности измерения 1 мВ разрешение предлагаемого прибора составляет примерно 0,17 нм (для сравнения укажем, что разрешение монохроматоров фирмы Edmund Industrie Optic GmbH составляет 0,2 нм).

Важно отметить, что точка инверсии фототока не зависит от мощности регистрируемого излучения (рис. 2).

На основе исследуемых структур можно создать фотометрический прибор – “0”- частотомер, так как их спектральную фоточувствительность можно управлять внешним напряжением. Наличие на спектральной характеристике двух устойчивых (положительного и отрицательного) максимумов может быть использовано для создания оптоэлектронных логических элементов. Таким образом, исследуемые структуры являются многофункциональными.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Khudaverdyan S.Kh., Grugoryan G. E., Pogosyan L. N.** Detectors of Electromagnetic Radiation Based on the Double-Barrier Structures //Applied Electromagnetism. – 1999. – V 2, №2 . – P.43-50
2. **Khudaverdyan S. Kh., Grigoryan G.E, Pogosyan L. N.** The Creation and Investigation of Photoelectric Features of the Double – Barrier Structures With Narrow Recrystallized Base //Materials Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials And Devices DEEE The University of Western Australia. –1998. – P. 242-244.
3. **Khudaverdyan S.Kh., Poghosyan L.N.** Tendencies of Development Photodetectors with Regulated Spectral Photosensit, Conversion Potential of Armenia and ISTC Programs //International seminar. – Yerevan. – 2000. Proceedings. Part II. – P. 163-166.
4. **Худавердян С. Х.** Двухбарьерные фотоприемные структуры с высокоомной прослойкой на основе п-CdTe // Моделирование, Оптимизация, Управление. ГИУА. – Вып. 2. – 1999. – С. 82-88.
5. **Bell R.O.** Review of optical applications of CdTe.- Revue de Physique applique, 1977. – V.12, Fevrier. – P. 391-399.
6. Полупроводниковые фотоприемники / Под ред. **В.И.Стафеева.** – М: Радио и связь,1984. – 216 с.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 02.04.2002.

### Ս. Խ. ԽՈՒՎԵՐԴՅԱՆ ՖՈՏՈՀՈՍԱՆՔԻ ՄՊԵԿՏՐԱԼ ԲԱՇԽՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ CdTe ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Հետազոտվել են սպեկտրալ ֆոտոհոսանքի նշանափոխումով օժտված բարձր օհմային շերտով ֆոտոընդունիչային կառուցվածքներ՝ CdTe – ի հիման վրա: Ներկայացված են ֆոտոհոսանքի սպեկտրալ կախվածությունները արտաքին լարումից ու կլանվող լույսի հզորությունից: Սպեկտրի կարճալիքային հատվածում առկա են երկու մաքսիմումներ, իսկ ֆոտոհոսանքի նշանափոխման կետը խիստ կախված է արտաքին լարումից: Ցույց է տրված, որ հետազոտվող կառուցվածքները, ֆոտոզգայնությանը զուգընթաց, ունեն ֆոտոմետրիկ հատկություններ: Տրված է այդ առանձնահատկությունների ֆիզիկական բացատրությունը:

### S. Kh. KHUDAVERDYAN SPECTRAL PHOTOCURRENT DISTRIBUTION FEATURES IN STRUCTURES BASED ON CdTe

Photodetector structures with a high-resistance layer based on CdTe which possess spectral photocurrent sign change are investigated. Spectral dependences of photocurrent on external voltage and incidenting radiation power on the sample were presented. There are two maxima in the short wave of the spectrum and the point of photocurrent sign change strongly depends on voltage of displacement. It is shown that alongside with photosensitivity the structures to be researched also have photometric properties. The physical explanation to these features is given.