

Литература

1. Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Медвиль А. П., Ерохин А. К. Управление спектральной фоточувствительностью и динамическим диапазоном фотоприемника: А. с. 1116473, 30.09.84; Бюл. № 36. 1984. — 4 с.

2. Yablonovitch E., Iwanson R. M., Eades W. D., Wehberger B. R. Electron-Hole Recombination at the Si—SiO₂ Interface//Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. № 3. P. 245—247.

Статья поступила в редакцию 15 августа 2004 г.

The photoreceiver in nearest of JR-area of absorption of the basis of CdTe—SiO₂—Si

S. M. Otazhonov

Fergana State University, Fergana, Republic of Uzbekistan

Offered photoreceiver on a basis of CdTe—SiO₂—Si can work in the nearest oh JR-area of absorption (0.5—2.7) μm, that allows to operate both spectral photosensitivity and size of the maximal sensitivity of the photoreceiver.

УДК 621.315.592

Солнечные преобразователи на основе α-Si_{0,80}Ge_{0,20}:H_x

Б. А. Наджафов

Институт радиационных проблем НАН Азербайджана, г. Баку, Республика Азербайджан

Рассмотрены некоторые параметры тонких пленок α-Si_{0,80}Ge_{0,20}:H и солнечных элементов Pt/α-Si_{0,80}Ge_{0,20}:H_x (x=17,3 ат. %). Исследовались электрические, фотоэлектрические и вольт-амперные характеристики при освещении и в темноте. Определена высота барьера (φ_B) диода, ширина области пространственного заряда (W_B), коэффициент качества диода при освещении и в темноте (n и n'), а также коэффициент полезного действия (η) для элементов Pt/α-Si_{0,80}Ge_{0,20}:H. Установлено, что наибольшее значение коэффициента полезного действия η для созданных структур соответствует 6,2 %.

В настоящее время интенсивно изучаются аморфные гидрогенизированные пленки твердых растворов α-Si_{1-x}N_x:H, α-Si_{1-x}C_x:H, α-Ge_{1-x}C_x:H, α-Si_{1-x}O_x:H, а также α-Si_{1-x}Ge_x:H.

К аморфным твердым растворам гидрогенизированных пленок α-Si_{1-x}Ge_x:H в полупроводниковой электронике проявляется бóльший интерес, чем к названным другим аморфным материалам [1].

Гидрогенизированные пленки α-Si_{1-x}Ge_x:H по сравнению с α-Si:H имеют меньшую ширину запрещенной зоны, а следовательно, и лучшие оптоэлектронные свойства в длинноволновой части видимого спектра, а также являются термодинамически более стабильными и радиационно стойкими [1]. Это позволяет использовать их для создания солнечных элементов [2], [3]. Среди материалов α-Si_{1-x}Ge_x составы с x ≤ 0,2 считаются наиболее стабильными для создания солнечных элементов. Поэтому исследованный в

данной работе состав α-Si_{0,80}Ge_{0,20}:H представляет интерес для приборного использования в фотоэлементах [4]—[6].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Изучение α-Si_{0,80}Ge_{0,20}:H_x позволяет считать составы с x ≤ 0,20 наиболее стабильными для создания солнечных элементов [7], [8]. Поэтому рассматриваемый в данной работе состав α-Si_{0,80}Ge_{0,20}:H_x представляет интерес для приборного использования в фотоэлементах.

Гидрогенизированные аморфные пленки твердого раствора α-Si_{0,80}Ge_{0,20}:H_x (где x = 1,7; 3,9; 7,1; 12,1; 17,3 ат. %) были получены методом плазмохимического осаждения с толщиной пленок 1 мкм, при температуре подложки T_S = 200 °C, скорость осаждения материала на под-

ложку была $\sim 0,5 \text{ \AA}/\text{с}$, а расстояние между последней и мишенью — 25 см. Выращивание пленок производилось примерно в течение 1 ч. Мишенью служили пластинки кристаллического сплава $\text{Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}$ диаметром 60—63 мм. Осаждение материала на подложку осуществлялось в атмосфере водорода при различных парциальных давлениях.

Для изготовления солнечных элементов в качестве подложек были использованы стальные пластинки, на которые предварительно наносились тонкие n^+ -слои $\alpha\text{-Si}$, толщиной 100 \AA , полученные из SiH_4 . При этом уровень легирования был $\text{PH}_3/\text{SiH}_4 \leq 10^{-4}$.

В качестве покрытия структуры применялись пленки ZrO_2 с пропусканием света $\sim 80\%$.

Были исследованы параметры пленок: радиусы локализованных волновых функций электронов (α^{-1}), плотность состояний вблизи уровня Ферми $N(\epsilon_F)$ при различных концентрациях водорода.

Измерение зависимости электропроводности $\sigma(T)$ в изученном интервале температур показывает, что $\sigma(T)$ имеет две области. Высокотемпературный участок проводимости $\sigma(T)$ в интервале температур $250 \leq T \leq 350 \text{ К}$ определяется зонной проводимостью и описывается формулой

$$\sigma_T = \sigma_0 \exp(-\Delta E/kT),$$

где σ_0 — предэкспоненциальный фактор, который изменяется в пределах $5,6 \cdot 10^{11}$ – $8,9 \cdot 10^{12} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ и определяется по наклону кривой.

С изменением концентрации водорода наклон кривых в зависимости $\lg \sigma$ от $1/T$ уменьшается. Энергия активации ΔE для электронов имеет вид $\Delta E = E_C - E_F$, и переход осуществляется зонной проводимостью. Низкотемпературный участок ($T \leq 250 \text{ К}$) проводимости определяется прыжковым характером, локализованным состоянием в зазоре подвижности, о чем свидетельствует линейная зависимость $\lg(\sigma T^{1/2})$ от $T^{-1/4}$ (рис. 1). Для низкотемпературных областей кривые соответствуют следующим соотношениям [9]:

$$\sigma = \sigma_1 T^{1/2} \exp[-(T_0/T)^{1/4}], \quad (1)$$

где

$$\sigma_1 = e^2 a^2 \gamma_f N(\epsilon_F), \quad (2)$$

и

$$T_0 = (\lambda \alpha^3) / (kN(\epsilon_F)), \quad (3)$$

где e — заряд электрона;

a — межатомное расстояние (типичное значение которых равняется 2 \AA);

γ_f — фононная частота ($\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$) при температуре Дебая;

α — параметр затухания волновой функции электронов в локализованном состоянии;

λ — димензиональная постоянная ($\sim 18,1$);

$N(\epsilon_F)$ — распределение состояний вблизи уровня Ферми.

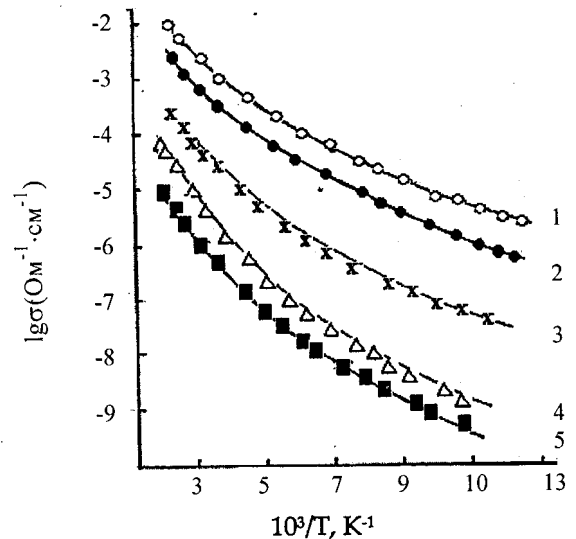


Рис. 1. Температурная зависимость темновой проводимости аморфных пленок $\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{:H}_x$:

1 — $x = 1,7$ ат. %; 2 — $x = 3,9$ ат. %; 3 — $x = 7,1$ ат. %; 4 — $x = 12,1$ ат. %; 5 — $x = 17,3$ ат. %

Параметр $N(\epsilon_F)$ определяется при условии, когда заменяя межатомное расстояние a в уравнениях (1) и (2) средней длиной R , мы имеем следующую формулу [9]:

$$\sigma_1 T^{1/2} = A [N(\epsilon_F)/\alpha]^{1/2}, \quad (4)$$

где

$$A = 3e^2 \gamma_f / (8\pi k)^{1/2},$$

σ_1 — проводимость пленки при $1/T \rightarrow 0$, для определения которой использовалась экстраполяция зависимости $\lg[\sigma(T)T^{1/2}]$ от $T^{-1/4}$ в точке пересечения T_0 .

При определении проводимости пленки при $1/T \rightarrow 0$ учитывается, что она получается из зависимостей $\sigma_1 T^{1/2}$ и $T^{-1/2}$ [9]. $N(\epsilon_F)$ определяется из совместного решения уравнений (3) и (4),

$$N(\epsilon_F) = (1,996 \cdot 10^{48} / \gamma_f^3) [(\sigma_1 T^{1/2})^3 T_0^{1/2}] \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1},$$

и

$$\alpha = (21,22 \cdot 10^{13} / \gamma_f) [(\sigma_1 T^{1/2})^3 T_0^{1/2}] \text{ см}^{-1}. \quad (5)$$

Радиус локализованных волновых функций электронов (α^{-1}) вычисляется с помощью уравнения (5). Для $x = 1,7$ – $17,3$ ат. % его значение составляет 7,3–9,5 \AA , а плотность состояний вблизи уровня Ферми равняется $N(\epsilon_F) = 10^{17}$ – $8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

Исследование фотопроводимости проводилось в интервале 1,0–2,8 эВ, и для оптического возбуждения использовалась галогенная лампа с соответствующими фильтрами. Изменение фототока в интервале 1,0–2,8 эВ рассчитывалось с помощью формулы [2], [10]

$$i_f = (eN_0 \eta \tau / t_f) (1-R) \exp(-\alpha d),$$

где N_0 — число падающих в одну секунду фотонов;

R — коэффициент отражения;

d — толщина пленки;

η — квантовый выход;
 τ — рекомбинационное время жизни;
 t_f — время пролета носителей заряда;

$$t_f = d/E\mu_D = d^2/V\mu_D,$$

где μ_D — дрейфовая подвижность или подвижность заряда под действием поля E при комнатной температуре;

V — приложенное напряжение;

η — характеристика эффективности процесса генерации, которая определяется числом образующихся электронно-дырочных пар при поглощении фотона (в нашем случае она близка единице $\eta \approx 1$).

Рекомбинационное время жизни (τ) и время пролета носителей заряда (t_f) определяли с помощью электронного осциллографа, соответственно, по прямоугольной и экспоненциальной части сигнала тока, возникающего после освещения пленки импульсом света. Найдено, что с изменением концентрации водорода (x) параметр $\eta\tau$ изменяется в диапазоне 10^{-7} — 10^{-5} см²·В⁻¹. Коэффициент оптического поглощения (α) во всех исследуемых пленках достигает $8 \cdot 10^4$ см⁻¹.

На основании полученных результатов предполагаем, что фототок в интервале энергии фотона 1,0—2,8 эВ линейно зависит от интенсивности освещения, рекомбинация частиц происходит из более глубоких рекомбинационных центров и подчиняется закону

$$i_f = AF^\gamma,$$

в нашем случае $\gamma=0,9$. Плотность потока фотона при всех длинах волн равняется $5 \cdot 10^{12}$ см⁻²·с⁻¹. Ясно, что для определения A используются области спектров слабого поглощения, где произведение $\eta\tau\mu_D$ не зависит от энергии фотонов. Отметим, что для образцов с энергией фотона в интервале 2,3—2,8 эВ в области спектра слабого поглощения можно считать, что $i_f/eN_0(1-R) \approx \alpha d\eta\tau/t_f$.

Перенос электронов в пленках описывается методом эффекта поля по модели Спира [2], [10]. На рис. 2 показана зависимость положения фотоответов пленки при комнатной температуре как функция энергии фотона при различных концентрациях водорода.

Из рис. 2 видно, что эффективность генерации электронов с изменением концентрации водорода не изменяется, и, следовательно, в пленках, полученных указанным методом, при концентрации водорода от 1,7 до 17,3 ат. % квантовые выходы (η) остаются постоянными. Также видно, что вблизи энергии фотона 2,3 эВ все кривые пересекают друг друга и приближаются к единице с повышением энергии фотона, которое связано с повышением эффективности генерации электронов в материале.

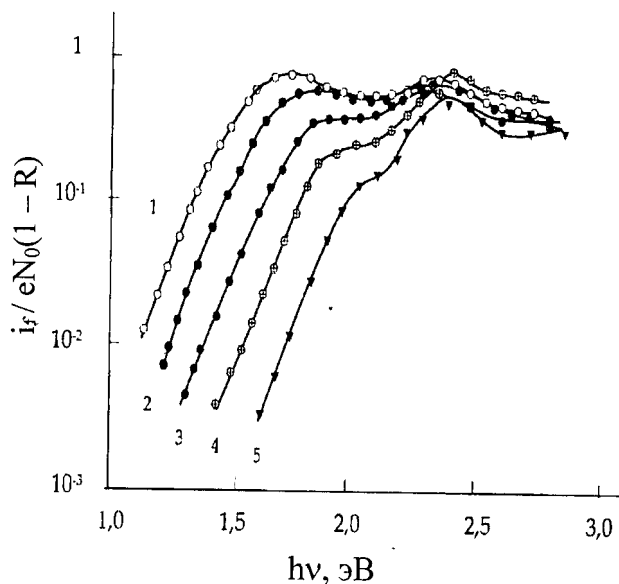


Рис. 2. Спектральная зависимость фотопроводимости от энергии фотона в пленках $\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{H}_x$ (обозначения см. на рис. 1)

В зависимости от концентрации водорода x граница фотопроводимости располагается в пределах 1,0—1,5 эВ, и смещение этой границы связано с увеличением ширины щели $E_c - E_v$ и возмущением уровня Ферми (который сдвигается с изменением концентрации H).

Плато на рисунке для всех исследуемых образцов в интервале 1,6—2,1 эВ интерпретируется как следствие максимума плотности состояний (E_v), а последующий рост фотопроводимости обуславливается переходами из зоны в зону.

На основании полученных результатов можно сказать, что с изменением концентрации водорода (x) параметр $\eta\tau$ изменяется в диапазоне 10^{-7} — 10^{-5} см·В⁻¹ и величина γ остается постоянной.

Однако в зависимости от x граница фотопроводимости и уровень энергии фотона и ширина щели $E_c - E_v$ расширяется.

Исследованы некоторые физические параметры пленочных структур $\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{H}_x$ (где $x = 17,3$ ат. %) и солнечных элементов на их основе с барьером Шоттки, таких как Pt/ $\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{H}_x$. Структура созданного солнечного элемента показана на рис. 3.

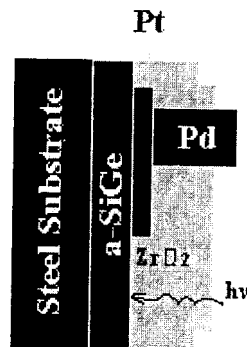


Рис. 3. Структура солнечных элементов с барьером Шоттки Pt/ $\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{H}_x$ ($x = 17,3$ ат. %)

Результаты исследования показали, что коэффициент оптического поглощения (α) в видимой области спектра достигает значения $8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ для $\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{H}_x$ и описывается соотношением $\alpha h\omega = B(h\omega - E_g)^2$. Значение B , определяемое экстраполяцией зависимости $(\alpha h\omega)^{1/2}$ от $h\omega$, составляет $534 \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-1/2}$. Величина $\mu\tau$ для базового материала равняется $10^{-7} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1}$.

Для получения фотогальванического эффекта пленки были освещены источником с $P = 85 \text{ мВт/см}^2$. Эффективность процесса генерации фотоносителей в нашем случае приблизительно равна единице ($\eta \sim 1$). Из темновых вольт-амперных характеристик структур определены плотности тока насыщения $J_0 = q\mu_c N_c E_s \exp(-\phi_B/kT)$, где μ_c — подвижность электрона в зоне проводимости, которые в свою очередь находились из зависимости $\sigma(T)$ от $1/T$, и ее значение равнялось $6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, и ее значение равно 10^{21} см^{-3} [7]; $E_s \sim 10^4 \text{ В/см}$.

Зная $J_0 = 10^{-10} \text{ А/см}^2$, находим, что высота барьера диода равна $1,2 \text{ эВ}$. Из $C-V$ характеристики, зная внутренний потенциал $\sim 0,55 \text{ В}$ и плотность пространственного заряда $\sim 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, и из соотношений $W_B = (\epsilon/2\pi q)^{1/2} (V_0/N)^{1/2}$ [5], [6] находим, что ширина обедненной области равна $\sim 0,35 \text{ мкм}$. Используя зависимости короткого замыкания (J_{kz}) от напряжения разомкнутой цепи V_∞ [10], определяли коэффициент качества диода при освещении и в темноте. Он оказался равен $1,5$ и $1,32$, соответственно.

Определено, что наибольший КПД составляет $6,2 \%$. Находим, что наилучшее значение величины тока короткого замыкания (J_{kz}), напряжения разомкнутой цепи (V_∞) и коэффициент заполнения (ξ), соответственно, равны: $11,2 \text{ мА/см}^2$, $V_\infty = 800 \text{ мВ}$, $\xi = 0,60$.

На рис. 4 представлена зависимость коэффициента сбора от длины волны света при потоке фотонов $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ в режиме короткого замыкания, рассчитанная по данным оптического поглощения для пленки толщиной 1 мкм ; при расчете падающий поток фотонов уменьшается на 80% для учета ограниченного оптического пропускания металлической пленки.

В случае насыщения фототока в режиме короткого замыкания все носители тока, возбужденные светом, собираются, и измеренный коэффициент сбора не зависит от обратного смещения. Максимум коэффициента сбора соответствует длине волны $\lambda \leq 0,7 \text{ мкм}$, соответствующей ширине запрещенной зоны аморфной полупроводниковой пленки.

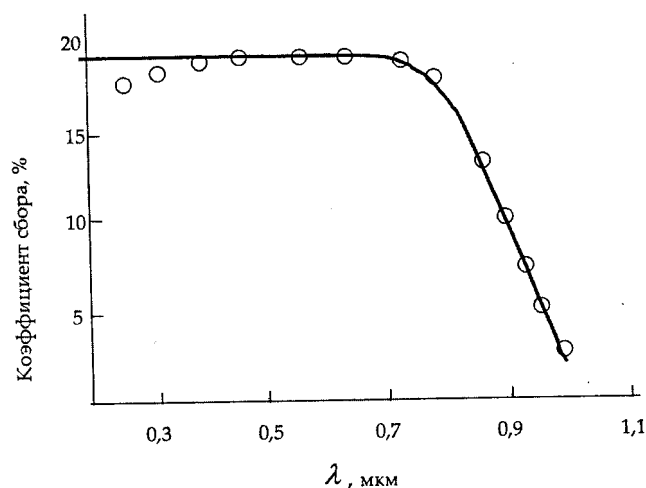


Рис. 4. Зависимость коэффициента сбора от длины волны света для структуры $\text{Pt}/\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{H}_x$ ($x=17,3 \text{ ат. \%}$)

Заключение

Результаты исследования, проведенные в настоящей работе, показали, что аморфные пленки $\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{H}_x$, Si:H являются перспективными материалами для создания солнечных элементов.

Предлагаемая структура солнечного элемента типа $\text{Pt}/\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{H}_x$ является перспективными преобразователями солнечной энергии в электрическую. Однако на основании полученных результатов видно, что для улучшения качества диода требуются модификация свойства базового материала и разработка новых технологических установок.

Литература

1. Sherchenkov A. A. Spectral Photosensitivity of $\alpha\text{-SiGe:H/c-Si}$ heterostructures // Semiconductors. 2003. V. 37. № 7. P. 763—765.
2. Najafov B. A. Absorption, photoconductivity and current-voltaic characteristics of amorphous $\text{Ge}_{0,90}\text{Si}_{0,10}\text{H}_x$ // Solid Solution. Ukr. Jour. Of Phys, 2000. V. 45. № 10. P. 1221—1224.
3. Наджафов Б. А. Солнечные элементы на основе аморфного $\text{Si}_{0,75}\text{Ge}_{0,25}\text{H}_x$ // XIII Российской симпозиум по растровой электронной микроскопии и аналитическим методом исследования твердых тел. Июнь 2003. С. 101.
4. Наджафов Б. А. Солнечные элементы на основе аморфного $\text{Pd}/\alpha\text{-Si}_{0,80}\text{Ge}_{0,20}\text{H}_x$ // Оптика, оптоэлектроника и технологии: Тр. междунар. конф. Ульяновск, 2003. С. 194.
5. Wronsky C. R., Carlson D. E., Daniel R. E. Schottky-barrier characteristics of metal-amorphous-silicon diodes // Applied Physics Letters. 1976. V. 29. № 9. P. 802.
6. Wronsky C. R., Carlson D. E. Surface states and barrier heights of metal-amorphous silicon schottky barriers // Solid State Communications, 1977. V. 23. P. 421.
7. Наджафов Б. А. // ФТП, 2000. V. 34. № 11. С. 1383.
8. Аморфные полупроводники и приборы на их основе/ Под ред. И. Хамакава. — М.: Металлургия, 1986. С. 376.
9. Lewis A. // Physical Review Letters, 1972. V. 29. № 23. P. 1555.
10. The Physics of Hydrogenated Amorphous Silicon: Electronic and Vibrational Properties, ed. by John D. Joannopoulos, and G. Lucovsky, Springer-Verlag, 1984.

Solar energy converters on the basis of α - $\text{Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20}:\text{H}$

B. A. Najafov

Institute of Radiation Problems of Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Republic of Azerbaijan

In the paper some parameters of α - $\text{Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20}:\text{H}$ thin films and Pt/α - $\text{Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20}:\text{H}_x$ ($x = 17.3$ at %) solar cells are considered. Electrical, photoelectrical and volt-ampere characteristics at illumination and in the dark have been investigated. The diode barrier height, ϕ_B , spatial charge region width, W_B , diode quality factor at illumination and in the dark, n and n' , and also efficiency, η , for Pt/α - $\text{Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20}:\text{H}_x$ cells have been determined. It has been revealed that the maximal efficiency, η , for fabricated structures as high as $\eta = 6.2$ %.

УДК 621.315.592

Влияние тыльного контакта на электрические свойства пленочных солнечных элементов на основе CdS/CdTe

Г. С. Хрипунов

Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт", г. Харьков, Украина

Проведены сравнительные исследования темновых вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик пленочных солнечных элементов CdS/CdTe/Cu/Au и CdS/CdTe/ITO. Впервые экспериментально определены физические свойства тыльного контакта $p^+\text{CdTe}/n^+\text{ITO}$.

Теллурид кадмия p -типа проводимости является оптимальным материалом для создания базовых слоев высокоэффективных пленочных солнечных элементов (СЭ) наземного применения [1]. Его ширина запрещенной зоны, которая составляет 1,45 эВ, наилучшим образом адаптирована к преобразованию солнечного излучения в наземных условиях. Поэтому СЭ с базовым слоем теллурида кадмия имеют самый высокий среди однопереходных фотоэлектрических преобразователей теоретический коэффициент полезного действия — 29 % [1]. Максимальная экспериментальная эффективность 16,5 % зафиксирована для СЭ на основе гетеросистем CdS/CdTe [1]. Принципиальной физической проблемой при разработке СЭ на основе CdS/CdTe является создание тыльных электрических контактов к базовым слоям. Для формирования омического контакта к $p\text{CdTe}$ необходим металл с работой выхода более 5,7 эВ. Так как таких металлов не существует, то в качестве тыльного контакта используется барьер Шоттки. Для снижения контактного сопротивления путем химического травления и термодиффузии примеси из буферного слоя увеличивают электропроводность поверхности CdTe. На модифицированную таким образом поверхность $p^+\text{CdTe}$

наносят металлы или вырожденные полупроводники p^+ -типа проводимости, в результате чего формируются потенциальные барьеры высотой не более 0,5 эВ. Обычно используют следующие пленочные контакты: Cu/Au [2], Cu/Mo [3], Cu/графит [4], ZnTe:Cu/Au [5]. Основная проблема применения таких слоев в конструкции СЭ на основе CdS/CdTe заключается в том, что в процессе эксплуатации диффузия примесей из контакта к области p - n -перехода приводит к деградации выходных характеристик [6].

Недавно в качестве тыльного электрода к базовым слоям теллурида кадмия p^+ -типа проводимости были апробированы пленочные слои вырожденного полупроводника ITO (оксидов индия и олова) n^+ -типа проводимости [7]. Использование слоев ITO, которые отличаются высокой стабильностью, принципиально позволяет существенно уменьшить скорость деградации выходных характеристик СЭ на основе CdS/CdTe. Однако эффективность полученного СЭ CdS/CdTe/ITO пока не превышает 8 % [7]. Для дальнейшего увеличения эффективности СЭ CdS/CdTe/ITO является актуальным изучение влияния тыльного контакта $p^+\text{CdTe}/n^+\text{ITO}$ на процессы зарядопереноса в приборной структуре. С этой целью были проведены сравнитель-