

УДК 621.383.4

## Неохлаждаемые фоторезисторы на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ ( $x = 0,24$ )

Ф. Н. Казиев, Ш. М. Кулиев, Э. Ю. Салаев  
Институт фотозлектроники АН Азербайджана, г. Баку, Азербайджан

*Теоретически и экспериментально исследовалась зависимость фотоэлектрических параметров неохлаждаемых фоторезисторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x = 0,24$ ) от степени легирования полупроводникового материала. Показано, что оптимальное акцепторное легирование позволяет заметно увеличить (примерно в три раза) вольтную чувствительность фоторезистора. Обнаружительная способность, ограниченная тепловыми шумами, также возрастает. Дополнительное повышение чувствительности достигается созданием специальным образом выполненных узких зазоров в фотоприемной площадке. Приведены фотоэлектрические параметры изготовленных неохлаждаемых фоторезисторов для диапазона спектра 2—6 мкм.*

Основной областью применения неохлаждаемых фоторезисторов на основе полупроводниковых твердых растворов теллурида кадмия и ртути (КРТ) являются импульсные оптико-электронные системы с использованием  $CO_2$ -лазеров (длина волны излучения  $\lambda = 10,6$  мкм) [1, 2]. Для этих целей такие детекторы выполняются на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  состава  $x = 0,17$ .

Представляет интерес также создание неохлаждаемых фоторезисторов и на другие области инфракрасного (ИК) спектра, в частности, для атмосферного окна 3—5 мкм с использованием для этого других составов КРТ.

В настоящей статье представлены результаты разработки и исследований неохлаждаемых фоторезисторов на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x = 0,24$ ,  $E_g \approx 0,21$  эВ при  $T = 300$  К) для ИК-диапазона спектра 2—6 мкм.

### Теоретический анализ параметров фоторезистора

Предположим, что на фотоприемную площадку  $A_d = w \times l$  ( $w$  — ширина,  $l$  — длина приемной площадки) падает поток монохроматического излучения  $W_\lambda$ . Рассматриваем случай низкого уровня оптического возбуждения.

При работе фоторезистора в режиме, в котором сопротивление нагрузки равно сопротивлению фоторезистора, выражение для напряжения сигнала  $U_s$  может быть записано в виде [3]:

$$U_s = \frac{1}{2} \eta \Phi_s \frac{b+1}{bn+p} \frac{V \tau}{d A_d}, \quad (1)$$

где  $\eta$  — квантовый выход;

$\Phi_s$  — число фотонов сигнала, падающих за 1 с на приемную площадку  $A_d$ ;

$b$  — отношение подвижностей электронов и дырок,  $b = \mu_n/\mu_p$ ;

$V$  — напряжение смещения на фоторезисторе;

$d$  — толщина образца;

$n$  и  $p$  — концентрации электронов и дырок, соответственно.

В выражении (1) принято, что скорость поверхностной рекомбинации пренебрежимо мала, времена жизни электронов и дырок одинаковы ( $\tau_n = \tau_p = \tau$ ), а частота модуляции излучения  $\omega$  такова, что  $\omega \tau \ll 1$ .

В соответствии с (1) вольтовая чувствительность фоторезистора может быть записана в виде

$$S_{u\lambda} = \frac{U_s}{W_\lambda} = \frac{\eta}{2h\nu} \frac{(b+1)V\tau}{(bn+p)dA_d} \quad (2)$$

Цель статьи — определение зависимости основных фотоэлектрических параметров — вольтовой чувствительности и удельной обнаружительной способности фоторезистора — от степени легирования полупроводникового материала и установление оптимального уровня этого легирования.

В неохлаждаемых фоторезисторах можно пренебречь эффектами вытягивания электрическим полем (sweep-out) неосновных носителей заряда. Тогда приложенное к фоторезистору напряжение смещения будет ограничиваться только рассеиваемой тепловой мощностью  $P$ :  $V = (PR)^{1/2}$ .

Примем следующие условия:

1. Одинаковые геометрические размеры фоточувствительных элементов с различным уровнем легирования.
2. Определение параметров фоторезисторов производится в режиме согласованной нагрузки и при одинаковой рассеиваемой мощности  $P = V^2/R$ .
3. Для элементов с разным уровнем легирования выполняется соотношение  $np = n_i^2$  для невырожденных примесных полупроводников.

Мы рассмотрим зависимость вольтовой чувствительности от степени легирования полупроводникового материала в форме зависимости от концентрации дырок  $p$  безразмерной величины  $S_u(z)/S_u^{(i)}$ , где  $S_u^{(i)}$  — вольтовая чувствительность фоторезистора на основе “собственного” полупроводника

$$S_u^{(i)} = \frac{\eta}{2h\nu} \frac{V_i \tau^{(i)}}{n_i A_d d} \quad (3)$$

Здесь и далее все параметры с индексом “i” относятся к материалу с собственной проводимостью. Степень легирования образца будем характеризовать параметром  $z = p/n_i$ .

При вышеуказанных условиях, используя соотношения (2) и (3), получим для  $S_u(z)$  следующее выражение

$$S_u(z) = \frac{\eta_z}{\eta_i} \left( \frac{R_z}{R_i} \right)^{3/2} \frac{\tau(z)}{\tau(i)} S_u^{(i)}, \quad (4)$$

где  $R_z/R_i$  — отношение сопротивлений фоторезисторов из легированного материала и из “собственного” полупроводника  $R_z/R_i = (b+1)z/(b+z^2)$ .

Зависимость  $S_u$  от степени легирования определяется зависимостью от  $z$  величин  $\eta_z$ ,  $R_z$  и  $\tau^{(z)}$ . Рассмотрим эти зависимости в отдельности. Расчетная зависимость  $R_z/R_i$  от  $z$  приведена на рис. 1 (кривая 1).

Отношение подвижностей  $b = \mu_n/\mu_p$  принято  $\sim 100$ . Как видно из рис. 1, по мере увеличения концентрации акцепторов сопротивление возрастает и проходит через максимум, когда дырочная проводимость начинает превышать электронную составляющую проводимости. Ясно, что для поддержания одинаковой рассеиваемой мощности (для выполнения условия 2) необходимо приложенное к фоторезистору напряжение изменять пропорционально  $\sqrt{R_z}$ .

Рассмотрим теперь изменение времени жизни  $\tau$  в зависимости от  $z$ . Известно, что в узкозонных составах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x < 0,25$ ) при  $T = 300$  К время жизни определяется в основном междузонным ударным Оже-механизмом

рекомбинации [4, 5]. В общем случае для трехзонного полупроводника КРТ можно рассматривать десять вариантов Оже-процессов [4]. В нашем случае существенны два варианта: А1 процесс — рекомбинация с участием двух электронов и тяжелой дырки и А7 процесс — рекомбинация с участием электрона и двух дырок с превращением тяжелой дырки в легкую [1, 6]. Вариант рекомбинации А1 превалирует в материале *n*-типа и в материале с собственной проводимостью, тогда как вариант А7 является доминирующим процессом в материале *p*-типа (при  $T = 300$  К). Эффективное время жизни в общем случае записывается в виде:

$$\tau_{ef}^{-1} = \tau_{A1}^{-1} + \tau_{A7}^{-1}, \tag{5}$$

где  $\tau_{A1}$  и  $\tau_{A7}$  — рекомбинационные времена для А1 и А7 процессов, соответственно.

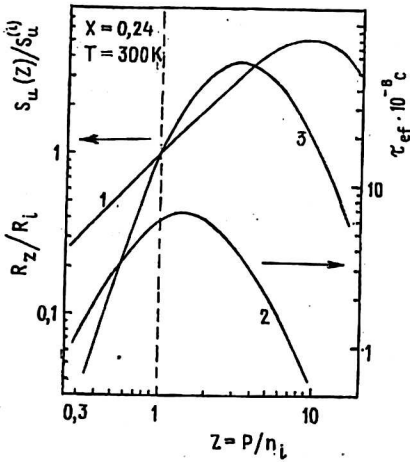


Рис. 1. Расчетные зависимости сопротивления  $R_z$ , времени жизни  $\tau_{ef}$  и вольтовой чувствительности  $S_u(z)$  от уровня легирования: 1 —  $R_z/R_l$ ; 2 —  $\tau_{ef}(z)$ ; 3 —  $S_u(z)/S_u^{(i)}$

Для случая низкого уровня оптического возбуждения эти времена определяются выражениями [7]

$$\tau_{A1} = \frac{2n_i^2}{n(n+p)} \tau_{A1}^{(i)}; \quad \tau_{A7} = \frac{2n_i^2 \gamma}{p(n+p)} \tau_{A1}^{(i)}, \tag{6}$$

где  $\gamma$  — отношение рекомбинационных времен для А7 и А1 — процессов в “собственном” полупроводнике. Значение параметра  $\gamma$  рассчитывалось в работе [6]

$$\gamma = \frac{\tau_{A7}^{(i)}}{\tau_{A1}^{(i)}} = 6 \frac{1 - \frac{5 E_g}{4 kT}}{1 - \frac{3 E_g}{2 kT}}. \tag{7}$$

Из соотношений (5) и (6) для  $\tau_{ef}$  получаем

$$\tau_{ef}(z) = \frac{2z^2(\gamma + 1)}{(1 + z^2)(\gamma + z^2)} \tau_{ef}^{(i)}, \tag{8}$$

где  $\tau_{ef}^{(i)}$  — эффективное время жизни в “собственном” полупроводнике,

$$\tau_{ef}^{(i)} = \tau_{A1}^{(i)} \gamma / \gamma + 1.$$

Время жизни для А1 процесса в “собственном” полупроводнике определяется выражением [1]

$$\tau_{A1}^{(i)} = \frac{3,8 \cdot 10^{-18} \epsilon_{\infty}^2 (1+2\mu)(1+\mu)^{1/2} \left(\frac{E_g}{kT}\right)^{3/2}}{m_e^* / m_0 |F_1 F_2|^2} \exp\left[\frac{1+2\mu E_g}{1+\mu kT}\right], \quad (9)$$

где  $\mu = m_e^* / m_h^*$  — отношение эффективных масс электрона и дырки;

$\epsilon_{\infty}$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость;

$F_1$  и  $F_2$  — интегралы перекрытия периодических частей блоховских волновых функций для зоны проводимости и валентной зоны, соответственно.

При расчете зависимости  $\tau_{ef}(z)$  значение эффективной массы электрона принималось  $m_e^* = 0,015 m_0$ , а для дырки  $m_h^* = 0,6 m_0$ .

Значение диэлектрической проницаемости принято  $\epsilon_{\infty} = 17$  [2, 8]. Произведение интегралов перекрытия  $|F_1 F_2|$  принято равным 0,3 [8]. Расчетная зависимость  $\tau_{ef}(z)$  приведена на рис. 1 (кривая 2). Как видно из рис. 1, максимальное значение  $\tau_{ef}$  находится в области  $p$ -типа в районе  $z = 1,4-1,5$  и незначительно превышает расчетную величину времени жизни в “собственном” полупроводнике.

Зависимость отношения  $S_{ii}(z)/S_{ii}^{(i)}$  от  $z$ , рассчитанная из формулы (4), представлена кривой 3 на рис. 1. При расчетах изменением квантового выхода  $\eta_z$  пренебрегалось, учитывая, что измерения проводились на образцах толщиной  $d > \alpha^{-1}$  ( $\alpha$  — коэффициент оптического поглощения). По мере увеличения  $z$  вольтовая чувствительность  $S_{ii}(z)$  проходит через максимум в районе  $z = 2,5-3$  и затем снижается из-за резкого уменьшения времени жизни носителей заряда.

Другим важным параметром фотодетектора является удельная обнаружительная способность  $D^*$ , которая определяется из соотношения [3]

$$D^* = S_{ii}(A_d \Delta f)^{1/2} / (\sum_i \bar{u}_{ni}^2)^{1/2}, \quad (10)$$

где  $U_{ni}$  — напряжение шума  $i$ -того источника;

$\Delta f$  — полоса частот.

Предельно достижимые значения обнаружительной способности определяются доминирующим типом шума фотодетектора. Мы рассмотрим зависимость  $D^*$  от уровня акцепторного легирования для двух фундаментальных типов шумов в неохлаждаемых фоторезисторах на основе КРТ — генерационно-рекомбинированного ( $g$ - $p$ ) шума и теплового (Джонсоновского) шума. Выражение для напряжения  $g$ - $p$ -шума в области частот  $\omega$ , где  $\omega\tau \ll 1$ , имеет вид [3]

$$U_{g-r} = \frac{2V}{(dA_d)^{1/2}} \frac{b+1}{bn+p} \left(\frac{np}{n+p}\right)^{1/2} (\tau \Delta f)^{1/2}. \quad (11)$$

Как и при рассмотрении вольтовой чувствительности, будем рассматривать зависимость от уровня легирования безразмерной величины  $D_{g-r}^*(z) / D_{g-r}^{*(i)}$ ,

где  $D_{g-r}^{*(i)}$  — обнаружительная способность фоторезистора на основе “собственного” полупроводника.

Используя соотношения (3), (10) и (11), для величины  $D_{g-r}^{*(i)}(z)$  получим

$$D_{g-r}^*(z) = \frac{\eta_z}{\eta_i} \left[ \frac{\tau_{ef}(z)}{\tau_{ef}^{(i)}} \right]^{1/2} \left( \frac{1+z^2}{2z} \right)^{1/2} D_{g-r}^{*(i)}. \quad (12)$$

Напряжения теплового шума определяются выражением

$$U_j = (4kT R\Delta f)^{1/2}. \quad (13)$$

Для обнаружительной способности, ограниченной тепловым шумом, используя соотношения (4), (10) и (13), получим

$$D_j^*(z) = \frac{\eta_z}{\eta_i} \frac{\tau_{ef}(z)}{\tau_{ef}^{(i)}} \frac{R_z}{R_i} D_j^{*(i)}. \quad (14)$$

На рис. 2 представлена зависимость удельной обнаружительной способности (в форме отношения  $D^*(z)/D^{*(i)}$ ) от уровня легирования, рассчитанная из соотношений (12) и (14). Как видно из рис. 2, обнаружительная способность, ограниченная тепловым шумом  $D_j^*(z)$ , проходит через максимум в районе  $z = 2-2,5$ , где отношение  $D_j^*(z)/D_j^{*(i)}$  составляет  $\sim 2,2$ . Значительно меньше возрастает при акцепторном легировании обнаружительная способность, ограниченная г-р-шумом (на 10—15%). В области частот ниже  $10^3-10^4$  Гц тепловой и г-р-шум маскируются избыточным шумом типа  $1/f$ .

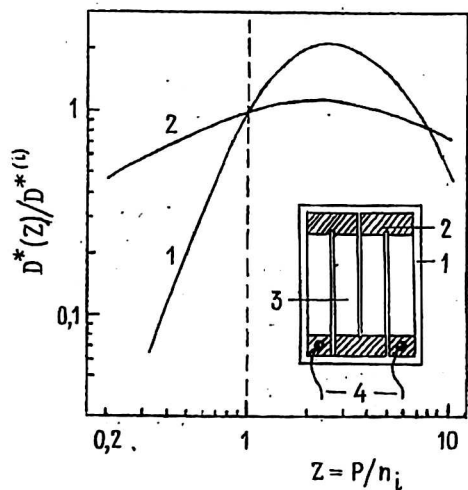


Рис. 2. Расчетные зависимости обнаружительной способности, ограниченной тепловым шумом  $D_j^*$  и г-р-шумом  $D_{g-r}^*$  от уровня легирования:  
1 —  $D_j^*(z)/D_j^{*(i)}$ ; 2 —  $D_{g-r}^*(z)/D_{g-r}^{*(i)}$ ;  
 $T = 300$  К.

На вставке — конструкция фоточувствительного элемента:  
1 — подложка; 2 — металлические контактные покрытия; 3 — фотоприемная площадка с зазорами; 4 — электрические выводы

### Конструкционное построение и фотоэлектрические параметры фоторезистора

Исходные образцы КРТ при комнатной температуре обладали собственной проводимостью с концентрацией носителей  $n_i \approx 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При  $T = 77$  К проводимость образцов была  $n$ -типа с концентрацией носителей  $n \approx (2-5) 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Образцы  $p$ -типа мы получали путем термического диффузионного легирования исходных пластин КРТ серебром (или медью). Форма изготовленного методами фотометрографии фоторезистора приведена на вставке рис. 2. Квадратную фотоприемную площадку размерами  $A_{fl} = 2 \times 2 \text{ мм}^2$  об-

разуют четыре чувствительные площадки, соединенные последовательно. Фоточувствительный элемент (ФЧЭ) приклеен эпоксидным компаундом к кремниевой подложке. Толщина ФЧЭ составляла  $d \approx 20$  мкм, ширина зазоров между площадками —  $40 \div 50$  мкм. Такое конструктивное исполнение фоторезистора позволяет дополнительно повысить его вольтговую чувствительность, уменьшить ток, а также понизить требования к шумовым характеристикам электронного тракта [9].

Для экспериментальной проверки полученных выше соотношений были изготовлены макетные образцы ФЧЭ из материала с собственной проводимостью и материала  $p$ -типа с различным уровнем легирования. Проведены измерения сопротивления чувствительных элементов, их вольтовой чувствительности, а также времени жизни носителей заряда. Вольтговую чувствительность измеряли с помощью источника излучения АЧТ с температурой 500 К. Измерения проводились при одинаковой для всех чувствительных элементов рассеиваемой мощности  $5 \text{ Вт/см}^2$ . Определение времени жизни носителей заряда производилось из совместных измерений напряжения сигнала фотоэлектромагнитного эффекта и сигнала фотопроводимости [10] на образцах толщиной  $d > L_D$ , где  $L_D$  — биполярная диффузная длина.

Концентрация носителей заряда определялась из измерений коэффициента Холла. Из-за большого отношения подвижностей электронов и дырок измеряемые значения концентрации ( $1/eR_H$ ) и подвижности при  $T = 300$  К соответствуют приблизительно концентрации и подвижности электронов. Концентрацию дырок находили из соотношения  $p = n^2_i/n$ . Результаты измерений приведены на рис. 3. Сопротивление чувствительных элементов монотонно возрастает в интервале уровней легирования  $n_i \leq p \leq 5n_i$  (кривая 1). Вольтговая чувствительность (кривая 3) увеличивается с ростом уровня акцепторного легирования и проходит через максимум в районе  $p = (3 \div 3,5) n_i$ , где отношение  $S_u(z)/S_u^{(i)}$  составляет  $\sim 3$ . Вольтговая чувствительность элементов с различным уровнем акцепторного легирования измерялась в режиме согласованной нагрузки в каждом случае, т. е. выполнялись условия, оговоренные выше. В этом случае, согласно формуле (4), вольтговая чувствительность  $S_u \propto \tau R^{3/2}$ . Измеренные зависимости  $R(p)$ ,  $\tau_{\text{exp}}(p)$  и  $S_u(p)$  находятся в удовлетворительном согласии с ходом расчетных зависимостей (см. рис. 1) по формулам (4) и (8). Из вышеизложенного следует, что причиной возрастания вольтговой чувствительности являются большое отношение подвижностей электронов и дырок (обуславливающее рост сопротивления образца) и относительно слабое изменение (снижение) времени жизни  $\tau$  в интервале уровней легирования  $n_i \leq p \leq 3n_i$ . В области  $p \leq 3n_i$  время жизни уменьшается более резко из-за возрастания темпа А7 процессов, и чувствительность фоторезистора снижается. Акцепторное легирование увеличивает также обнаружительную способность, ограниченную тепловыми шумами (см. рис. 2). Однако последние превалируют только при малых напряжениях смещения  $V$ . С ростом  $V$  обнаружительная способность возрастает и достигает генерационно-рекомбинационного шумового предела. В интервале же уровней легирования  $n_i \leq p \leq 3n_i$  обнаружительная способность, ограниченная г-р-шумом, изменяется незначительно (см. рис. 2).

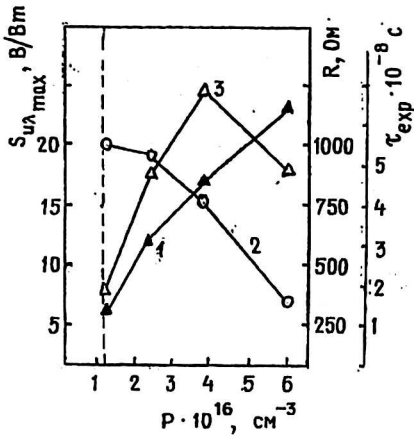


Рис. 3. Экспериментальные зависимости сопротивления  $R$ , времени жизни  $\tau_{\text{exp}}$ , вольтовой чувствительности  $S_{v\lambda_{\text{max}}}$  от концентрации дырок: 1 —  $R$ ; 2 —  $\tau_{\text{exp}}$ ; 3 —  $S_{v\lambda_{\text{max}}}$ ;  $T = 300 \text{ K}$

Максимум спектральной чувствительности фоторезистора расположен около  $\lambda = 5 \text{ мкм}$  при  $T = 300 \text{ K}$ , так что область чувствительности фоторезистора занимает интервал длин волн между максимумами чувствительности неохлаждаемых фоторезисторов на основе  $\text{PbSe}$  ( $\lambda_{\text{max}} = 3,5\text{--}3,8 \text{ мкм}$ ) и  $\text{InSb}$  ( $\lambda_{\text{max}} = 6\text{--}6,5 \text{ мкм}$ ): При токе  $12 \text{ мА}$  вольтовая чувствительность  $S_{v\lambda_{\text{max}}} \approx 26 \text{ В/Вт}$ , а удельная обнаружительная способность на частоте  $1200 \text{ Гц}$  составила  $D_{\lambda_{\text{max}}} \approx (0,8\div 1) \cdot 10^9 \text{ смГц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ .

Изготовленные фоторезисторы как по расположению  $\lambda_{\text{max}}$ , так и по величине параметра  $D_{\lambda_{\text{max}}}$  занимают промежуточное положение между неохлаждаемыми фоторезисторами на основе  $\text{PbSe}$  и  $\text{InSb}$ .

### Литература

1. Niedziela N., Piotrowski J.//Solid State Electron. 1990. V. № 3. P. 351.
2. Djuric Z., Jakšić Z. et al.//Microelectronics Journal. 1994. V. 25. P. 99.
3. Elliot C. T.//Handbook on semiconductors. 1981. V. 4. Chap 6b. P. 729.
4. Petersen R.//Semiconductors and Semimetals. 1981. V. 18. Chap. 4. P. 121.
5. Барышев Н. С., Гельмонт Б. Л., Ибрагимова М. И.//ФТП. 1990. Т. 24. № 2. С. 209.
6. Casselman T., Petersen P. Solid State Communications 1980. V. 33. P. 615.
7. Casselman T.//Journal Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 848.
8. Gerhardt R., Dornhaus R., Nitz G.//Solid State Electron. 1978. V. 21. № 11/12. P. 1467.
9. Казиев Ф. Н., Кулиев Ш. М., Мухтарова Р. И., Салаев Э. Ю.//Физика (Баку), 1998. Т. 4. № 3. С. 24.
10. Смит Р. Полупроводники. — М.: Мир, 1982. Гл. 10. С. 392.

## Uncooled photoresistors on the basis of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ( $x = 0,24$ )

F. N. Gaziyeu, Sh. M. Guliyev, E. U. Salayev  
Institute of Photoelectronics of Azerbaijan Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan

Uncooled  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0,24$ ) photoresistors ( $y_{\text{max}} \approx 5 \text{ м}$ ) have been investigated theoretically and experimentally. Basic photoelectrical parameters (voltage response, detectivity) of the photoresistors were calculated as function of doping level. The theoretical prediction is compared with experimental data. The photoelectric parameters of the uncooled photoresistors prepared for  $2\div 6 \text{ мкм}$  spectral diapason are shown as well.