

# Исследование глубоких уровней в CdHgTe методом туннельного тока фотодиодов

© В.И. Туринов

Научно-производственное предприятие „Исток“,  
141190 Фрязино, Россия

(Получена 21 августа 2003 г. Принята к печати 17 октября 2003 г.)

На фотодиодах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при исследовании туннельного тока  $I_t$  через уровни в запрещенной зоне определены их энергии залегания  $E_t - E_v$  и концентрация  $N_t$ . Практически для всех фотодиодов характерно наличие мелких акцепторных уровней с  $E_t - E_v = 8-12$  мэВ, создаваемых однозарядными вакансиями  $V_{\text{Hg}}^+$ . В ряде фотодиодов были отмечены глубокие уровни  $E_t = E_v + 0.26E_g$ , проявляющие себя как рекомбинационные. Были обнаружены еще и более глубокие уровни  $E_t = E_v + 0.6E_g$ , которые могут вести себя и как рекомбинационные, и как глубокие ловушки с малым сечением захвата дырок.

В полупроводниковых твердых растворах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  мелкие акцепторные уровни вблизи валентной зоны  $E_v$  создают однозарядные вакансии  $V_{\text{Hg}}^+$  [1]. В работах разных исследователей экспериментально определенные значения глубины залегания таких мелких акцепторных уровней  $V_{\text{Hg}}^+$  колеблются от  $E_t - E_v = (12.5 \pm 2)$  мэВ для состава с  $x = 0.215$  до  $E_t - E_v = 9.2-10.8$  мэВ для  $x = 0.225$  [2]. Есть также сообщения об уровнях с  $E_t - E_v = 15$  мэВ [1] и 5 мэВ [3]. Уровни с такой энергией могут создавать и примесные атомы [4]. Более интересными с точки зрения влияния положения уровней на электрофизические параметры фотодиодов представляются глубокие уровни, действующие в основном как рекомбинационные. Считается, что уровни с  $E_t - E_v \approx 60$  мэВ (ширина запрещенной зоны  $E_g \approx 100$  мэВ, температура  $T = 78$  К) создают двухзарядные вакансии ртути  $V_{\text{Hg}}^{++}$  [1]. В работе [5] были систематизированы результаты исследования образцов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  методом DLTS (deep level transient spectroscopy) и получены зависимости  $E_t - E_v$  от состава ( $x$ ) нелегированного  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в виде  $E_t = E_v + 0.4E_g$  и  $E_t = E_v + 0.75E_g$ . Центрами с  $E_t = E_v + 0.4E_g$  и  $E_v + 0.75E_g$ , по предлагаемой модели [6], могут быть межузельные атомы Hg, Si, C, а также Cl в узлах Hg или антиструктурный дефект — Te в подрешетке металла. По данным, полученным методом DLTS, работы [7] и других сообщений этих же авторов в образцах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $E_g = 96$  мэВ донорный уровень имеет энергию ионизации  $E_t - E_v = 43$  мэВ, акцепторный уровень — 35 мэВ [7–11], в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x = 0.219$  есть уровни с  $E_t - E_v = 46$  и 52 мэВ [8].

В фотодиодах на узкозонном  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  уже при относительно небольших обратных смещениях наблюдается туннельный ток зона–зона  $I_t$  [9], туннельный ток через „примесные“ уровни  $J_t$  [10] и туннельный ток по поверхности [11]. Последний обычно стимулируют под специальным металлическим электродом, нанесенным на диэлектрический слой над областью пространственного заряда (ОПЗ) перехода, выходящей на поверхность. В нашей статье [12] были представлены результаты предварительных исследований дифференциального сопротивления  $R_d$  на ряде фотодиодов, которые

трактовались в рамках модели одного туннельного тока  $I_t$ . В дальнейшем, при более детальном исследовании, было обнаружено, что есть переходный диапазон смещений  $U$ , в котором вольт-амперные характеристики (ВАХ) имеют иные, незначительно отличающиеся от свойственных току  $I_t$  наклоны, где действуют токи  $J_t$ . Зависимости  $J_t(U)$  для туннельного тока через уровни (в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  это, как правило, уровни собственных точечных дефектов) можно использовать для определения глубины залегания таких уровней, что и было предпринято в данной работе. Исследования были выполнены на фотодиодах, изготовленных на основе образцов  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с параметрами, которые для  $T = 78$  К приведены в таблице. Базовую  $n^+$ -область создавали легированием ионами  $\text{Zn}^{++}$  с энергией  $E = 120$  кэВ и дозой  $1 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$ . По оценкам глубина залегания  $n^+ - p$ -переходов составляла  $\sim 0.5-0.8$  мкм. В качестве маски и для защиты  $n^+ - p$ -переходов использовали пленку ZnS. Омический контакт к  $n^+$ -области создавали напылением индия, а к  $p$ -области — электрическим осаждением золота. Образцы  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с одинаковой концентрацией дырок  $p$  (например, A1 и A2 в таблице) были получены из одного и того же исходного образца (A)  $n$ -типа проводимости при разделении его на образцы меньших размеров и последующего инвертирующего проводимость в  $p$ -тип отжига этих образцов в одном и том же температурном режиме, как изложено в нашей работе [13]. В технологическом процессе изготовления  $n^+ - p$ -переходов не имелось возможности проследить, из какого конкретно образца (например, A1 или A2) были изготовлены фотодиоды (2, 4, 5 и 7), поэтому в таблице они объединены в одну группу.

Выражение для туннельного тока через примесные уровни имеет следующий вид [10]:

$$J_t = qN_t' \left( \frac{\pi^2}{\hbar^3} \right) m_n^* W_t^2 \exp \left[ -\frac{4(2m_n^*)^{1/2}}{3\hbar q \mathcal{E}_m} (E_g - E_t)^{3/2} \right] \times \int_0^\alpha \left[ 1 - \exp \left( -\frac{E}{\bar{E}_t} \right) \right] dE, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия туннелирующего электрона, измеренная от края валентной зоны  $E_v$  на  $n^+$ -стороне перехода;

Параметры фотодиодов на  $Cd_xHg_{1-x}Te$ 

Образец $Cd_xHg_{1-x}Te$ ( $p$ при 78 К)	Номер фотодиода	$\lambda_{co}$ , мкм	$R_{d\max}$ , кОм/ $-U$ , мВ	$p_p$ , $10^{16} \text{ см}^{-3}$	$C$ , пФ ( $U = 0$ )	$U_{bi}$ , мВ	$E_t - E_v$ , мэВ	$N_t'$ , $10^{15} \text{ см}^{-3}$
A1 A2 ( $1.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ )	2	10.0	5.6/405	1.3	171.6	47.3	38	0.18
	4	9.9	37/300	0.8	120.5	42.5	32	0.11
	5	9.8	55/135	0.6	132.9	35.6	8	0.37
	7	—	18.4/50	0.25	91.7	27.8	12	0.4
B3 B4 ( $1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ )	9	—	35/135	0.3	73.5	43.2	40	0.26
	11	9.8	23/150	0.22	—	25.9	72	19
	12	10.1	1200/160	1.2	118.2	60.2	36	0.18
	14	9.9	32/126	0.11	63.7	29.4	76	9.0
	C1 ( $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ )	3	10.1	3.6/130	0.4	151.9	24.8	8/32
18		10.8	8.7/90	1.5	217.3	32.6	36	0.22
21		9.94	16.2/68	3.5	237	42.9	38	5.1
D1 D2 ( $1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ )	10	11.6	12/65	1.0	—	—	8	0.5
	13	11.48	23.5/48	—	—	—	36	0.46
	15	11.29	17.6/49	—	—	—	8	0.24
	16	11.28	27/69	—	—	—	36	0.19
	17	—	16.2/50	—	—	—	28	0.9
G1 ( $2.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ )	8	—	15/47	1.1	235	26.3	22	0.077
	19	11.48	20.6/50	1.0	212.3	27.1	8/58	0.2/0.56
	20	11.8	15/47	0.37	147.9	24.1	8/42	0.35/0.35

Примечание. Диаметр  $n^+ - p$ -переходов по фотошаблону 300 мкм.

$q$  — заряд электрона;  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка;  $m_n^*$  — эффективная масса электрона в зоне проводимости; матричный элемент перехода из валентной зоны  $E_v$  на примесный уровень  $E_t - E_v$  составляет  $W_t^2 = 1.2 \cdot 10^{-23} \text{ эВ}^2 \cdot \text{см}^3$  [14];  $\mathcal{E}_m = qN_a W / \epsilon_0 \epsilon_s$  — максимальное значение электрического поля резкого перехода, в данном случае  $n^+ - p$ -перехода, зависит только от параметров  $N_a$  (концентрация акцепторов в слабо легированной  $p$ -области) и  $W$  (ширина ОПЗ);  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_s$  — диэлектрические проницаемости вакуума и полупроводника соответственно;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника;  $\alpha = \xi_p + \xi_n - qU - E_t - E_g$ , где  $\xi_p$  и  $\xi_n$  — уровни Ферми в  $p$ - и  $n^+$ -области соответственно,  $U$  — напряжение смещения, прикладываемое к переходу;  $N_t' = N_t / \{1 + (1/2) \exp[(-E_g + E_t - \xi_p)/k_0 T]\}$  — эффективная плотность занятых электронами уровней, а  $N_t$  — концентрация уровней;  $\bar{E}_t = \hbar F_t / \{[2m_n^*(E_g - E_t)]^{1/2}\}$ ,  $F_t = q\mathcal{E}$  — сила электрического поля  $\mathcal{E}$ , действующая на электрон, находящийся на уровне  $E_t - E_v$  в запрещенной зоне в ОПЗ перехода. Интеграл в соотношении (1) порядка единицы, и его можно не рассчитывать.

Подставляя в (1)  $m_n^*/m_0 = 0.075E_g [\text{эВ}]$  [15] и  $\mathcal{E}_m = (2qN_a U_t / \epsilon_0 \epsilon_s)^{1/2}$ ,  $U_t = U_{bi} + U$ , где  $U_{bi}$  — контактный потенциал, получим

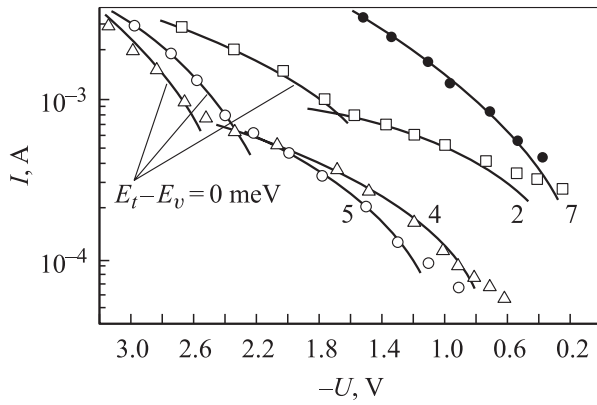
$$J_t = 8.9 \cdot 10^{-25} N_t' [E_g^{3/2} / (E_g - E_t)^{3/2}] \times \exp[-4.3 \cdot 10^{-10} E_g^{1/2} (E_g - E_t)^{3/2} / N_a^{1/2} U_t^{1/2}] \quad (2)$$

(величина  $J_t$  измеряется в  $\text{А} / \text{см}^2$ ).

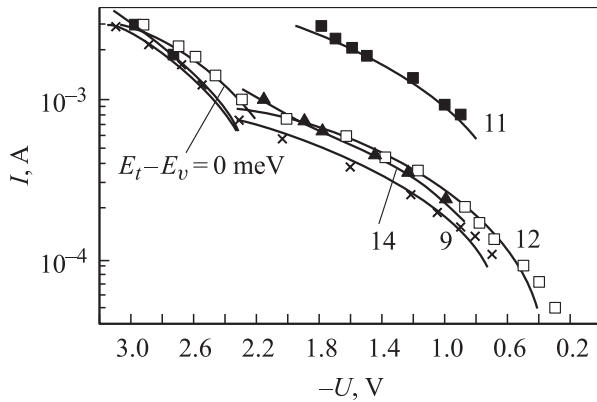
В соотношении (2) неизвестными являются два параметра,  $N_t'$  и  $E_t - E_v$ , значения которых можно найти путем их варьирования и достижения согласия теоретической (2) с экспериментальной ВАХ фотодиодов в диапазоне смещений  $U$ , где действует туннельный ток через „примесные“ уровни. Значения  $N_a = p_p$  и  $U_{bi}$  были определены из вольт-фарадных ( $C-U$ ) характеристик  $n^+ - p$ -переходов. Значения  $E_g$  при 78 К получены по спектральным характеристикам фоточувствительности как  $E_g [\text{эВ}] = 1.24 / \lambda_{co} [\text{мкм}]$ , где  $\lambda_{co}$  — граничная длина волны спектральной характеристики фотодиода по уровню 0.5 от максимума фоточувствительности (см. таблицу).

На обратных ветвях экспериментальных ВАХ  $I(U)$ , построенных в двойном логарифмическом масштабе, сложно разделить токи  $I_t$  и  $J_t$ , так как они имеют незначительно отличающиеся наклоны. Поэтому на рис. 1–5 обратные ВАХ построены в полулогарифмическом масштабе для диапазонов  $U$ , в которых доминируют туннельные токи  $J_t$ . При  $E_t - E_v = 0$  зависимости от напряжения  $J_t$  совпадают с таковыми для  $I_t$ . В таблице приведены значения  $E_t - E_v$  и  $N_t'$ , определенные по этим ВАХ. Соответствующие значения  $E_t - E_v$  и  $N_t'$  для случаев, когда были зарегистрированы два уровня, приведены в виде дроби.

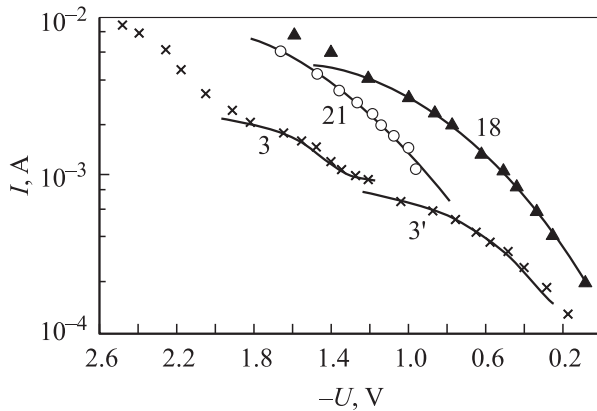
В твердых растворах  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , согласно работе [16], валентные зоны  $E_{vi}$  образованы из  $p$ -уровней атомов  $Te$ , а зона проводимости  $E_c$  из  $s$ -уровней атомов металла,  $Hg$  и  $Cd$ . В зонной модели Кейна [17], хорошо описывающей такие узкозонные полупроводниковые



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики фотодиодов на  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x = 0.222$ : туннельные составляющие  $J_t$ . Образцы A1 и A2. 2, 4, 5, 7 — номера фотодиодов.



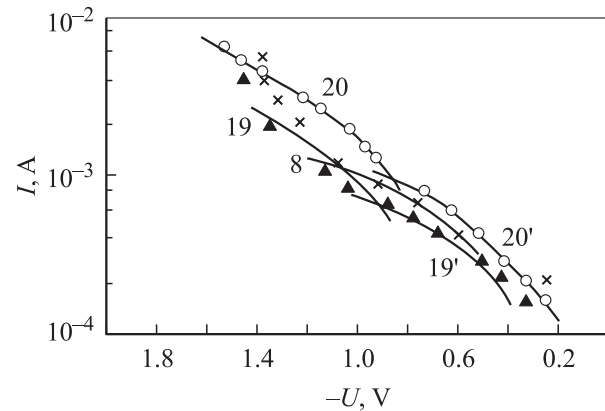
**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики фотодиодов на  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x = 0.217$ : туннельные составляющие  $J_t$ . Образцы B3 и B4. 9, 11, 12, 14 — номера фотодиодов.



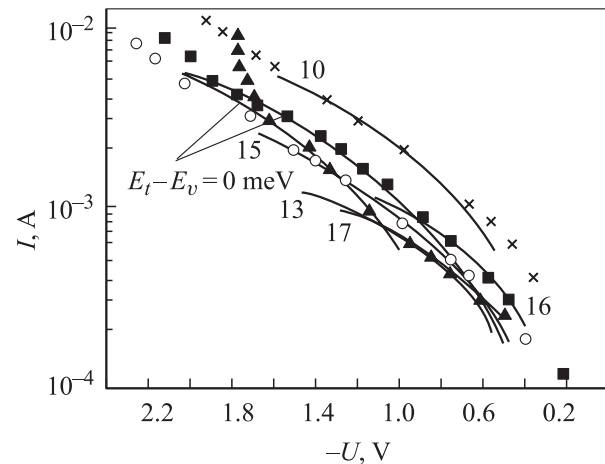
**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики фотодиодов на  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x = 0.215$ : туннельные составляющие  $J_t$ . Образец C1. 3, 3', 18, 21 — номера фотодиодов.

материалы, как InSb и  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , основанной на (**кр**)-приближении теории возмущений, волновые функции валентных зон  $E_{vi}$  и зоны проводимости  $E_c$  образованы из смеси  $p$ - и  $s$ -функций. При волновом векторе электрона  $\mathbf{k} = 0$  (в центре зоны Бриллюэна) волновые

функции  $E_c$  обладают только симметрией  $s$ -функций, т. е. вблизи  $\mathbf{k} = 0$  зона  $E_c$  состоит только из  $s$ -уровней Hg и Cd. Волновые функции зон  $E_{vi}$  при  $\mathbf{k} = 0$  обладают только симметрией  $p$ -функций, а зона  $E_{v1}$  (зона тяжелых дырок, определяющая в основном все электрофизические свойства материала  $p$ -типа проводимости) имеет симметрию  $p$ -функций и при  $\mathbf{k} \neq 0$ , т. е. состоит в чистом виде из  $p$ -уровней атомов Te. При образовании электрически активных собственных точечных дефектов, например  $V_{Hg}$  или  $V_{Cd}$ , атомы Hg и Cd, покидая свои места в решетке, „уносят“ с собой  $s$ -электроны, и нескомпенсированные соседние атомы Te захватывают электроны для восстановления электрической нейтральности (от зон  $E_{vi}$  отщепляются  $p$ -уровни атомов Te, а захваченный электрон как бы размазан по соседним атомам Te). Иначе говоря, вакансии  $V_{Hg}$  и  $V_{Cd}$  проявляют себя как акцепторы. Соответствующие им уровни, отщепляясь от „своих“ зон, связаны с ними, и энергетический зазор  $\Delta E$  относительно „своей“ зоны изменяется при изменении, например, температуры или состава ( $x$ ). По зависимости

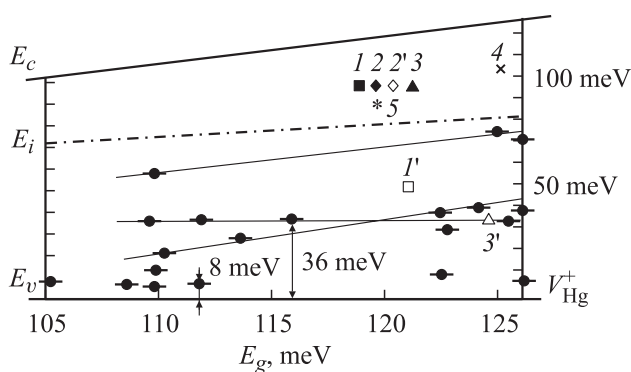


**Рис. 4.** Вольт-амперные характеристики фотодиодов на  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x = 0.219$ : туннельные составляющие  $J_t$ . Образец G1. 8, 19, 19', 20, 20' — номера фотодиодов.

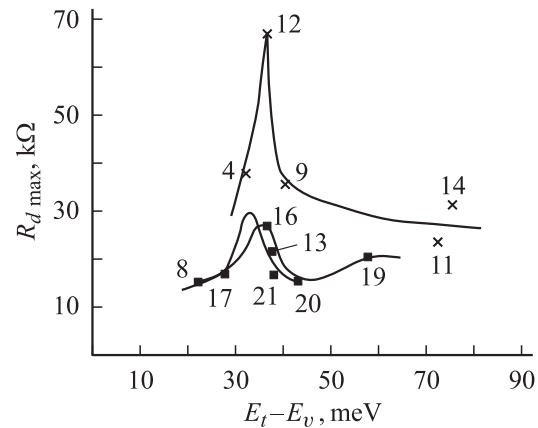


**Рис. 5.** Вольт-амперные характеристики фотодиодов на  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x = 0.214$ : туннельные составляющие  $J_t$ . Образцы D1 и D2. 10, 13, 15, 16, 17 — номера фотодиодов.

$\Delta E(x)$  можно определить, с какой зоной связан тот или иной уровень. Это можно видеть на энергетической диаграмме (рис. 6). Уровни с  $E_t - E_v = 8$  мэВ связаны с  $E_v$  ( $p$ -уровни Те, вакансии  $V_{\text{Hg}}^+$ ). На диаграмме среди уровней с энергией ионизации  $\sim 36$  мэВ просматривается связь некоторых из них с зоной  $E_c$  в виде зависимости  $E_t \approx E_v + 0.26E_g$  и есть уровни, для которых  $E_t - E_v$  на зависит от состава. Таким образом, в этой группе есть уровни, не имеющие отношения к центрам, указанным в работах [1,6]. Возможно, это вакансии  $V_{\text{Te}}$ . Считается, что  $V_{\text{Te}}$  тоже являются рекомбинационными центрами [18,19]. Наконец, глубокие уровни с  $E_t - E_v = 58, 72$  и  $76$  мэВ связаны с зоной  $E_c$  и укладываются на зависимость  $E_t = E_v + 0.6E_g$ , близкую к зависимости  $E_t = E_v + 0.75E_g$  [5]. Следует отметить, что уровни с энергией  $E_t - E_v = 79$  мэВ, обнаруженные в работе [20], могут быть связаны, по мнению авторов, и с поверхностными состояниями. В наших исследованиях такое возможно, но только в фотодиоде 11, поскольку в обратной ветви ВАХ этого фотодиода (см. [21], рис. 2) в диапазоне средних напряжений,  $U \approx -(50-200)$  мВ, доминировал поверхностный диффузионный ток в канале  $I_{ds}$  [22]. Однако это противоречит данным [21] (рис. 4): не наблюдалось характерного расплывания перехода по поверхности при изменении  $U$  (примером служат спектральные характеристики и зависимости сигнала от координаты чувствительной площадки фотодиода 18 [21]). Вид спектральной характеристики фотодиода 19 в коротковолновой области (см. [21], рис. 5), небольшое расплывание перехода при обратном смещении (см. [21], рис. 4) и ВАХ (см. [21], рис. 3) указывают, что роль поверхности в этом фотодиоде не выше, чем в других. Большая емкость  $C(U=0)$  фотодиода 19 по сравнению, например, с фотодионом 14, имеющим уровень такой же глубины залегания  $E_t \approx E_v + 0.6E_g$ , обусловлена различием их по  $\lambda_{co}(E_g)$  и по  $N_a = p_p$  (таблица). Это различие в  $N_a$  при одинаковой концентрации вводимой в  $n^+$ -слой легирующей донорной примеси  $N_d$  приводит при сравнимых  $U_{bi}$  к меньшей ширине ОПЗ перехода  $W = (2\epsilon_s \epsilon_0 U_{bi} / q N_a)^{1/2}$  в фотодиоде 19 примерно в



**Рис. 6.** Энергетическая диаграмма электрически активных уровней в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Образцы  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ : 1,  $I'$  — A1; 2,  $2'$  — A2; 3,  $3'$  — C1; 4 — C2; 5 — B1. ( $I'$ –5) — до отжига;  $I'$ – $3'$  — после отжига. Остальные точки — данные для фотодиодов (таблица).



**Рис. 7.** Зависимость  $R_{d\text{max}}$  фотодиодов на  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  от глубины залегания рекомбинационных уровней. Данные для фотодиодов из таблицы.

3 раза по сравнению с фотодионом 14 и различию во столько же раз емкости. Эти данные противоречат предположению, что уровни  $E_t \approx E_v + 0.6E_g$  связаны с поверхностными состояниями. Прямые исследования структур  $\text{ZnS-CdHgTe}$  также не подтвердили наличия локальных уровней с такой энергией на границе раздела [23]. Следовательно, эти уровни расположены в объеме самого материала  $\text{CdHgTe}$  и связаны либо с примесью, либо с собственными точечными дефектами. Для установления их природы необходимы дальнейшие исследования с помощью, например, методов ядерного магнитного резонанса или рентгеноструктурных методов. На диаграмме рис. 6 показаны также уровни, определенные из температурных зависимостей удельного сопротивления  $\rho_0(T)$  образцов до отжига и после отжига (табл. 1 в нашей работе [13]).

На рис. 7 показана зависимость  $R_{d\text{max}}$  от положения уровней  $E_t - E_v$  ( $R_{d\text{max}}$  — максимальное дифференциальное сопротивление в обратной ветви ВАХ фотодиодов; в таблице указаны напряжения, при которых  $R_d$  достигает максимальной величины). Пик  $R_{d\text{max}}$  образуется на „изломе“ двух сменяющих друг друга доминирующих токов,  $I_{ds}$  или  $I_s$  (поверхностный генерационно-рекомбинационный ток в коротком поверхностном канале [24]) и тока  $J_t$  (см. [21], рис. 1–3). Ток  $J_t$  непосредственно „течет“ через уровни  $E_t - E_v$  (2). Ток  $I_{ds}$  также зависит от энергии рекомбинационного уровня  $E_t - E_v$ , но косвенно, через время жизни электронов  $\tau_n$  в приповерхностном слое порядка диффузионной длины электронов. Зависимость тока  $I_s$  от энергии  $E_t - E_v$  также косвенная, через скорость поверхностной рекомбинации  $S$ , поскольку эффективная длина диффузионного смещения носителей  $L_{\text{eff}}$  в приповерхностном слое зависит как от  $S$ , так и от  $\tau_n$  в объеме полупроводника:

$$\frac{1}{L_{\text{eff}}^2} = \frac{1}{L_{\text{vol}}^2} + \frac{2S}{dD}, \quad L_{\text{vol}}^2 = D\tau_n,$$

где  $D$  — коэффициент диффузии носителей,  $d$  — толщина образца.

На первый взгляд, из рис. 7 можно сделать вывод, что уровни с  $E_t - E_v \approx 0.4E_g$  не являются рекомбинационными, а рекомбинационные расположены выше, на что указывает резкое падение  $R_{d\max}$  при  $E_t - E_v > 40$  мэВ. Для фотодиодов с большими  $\lambda_{co}$  эта зависимость не так явно выражена, а сам пик  $R_{d\max}$ , предположительно, смещается к меньшим значениям  $E_t - E_v$  (штриховая кривая на рис. 7).

Для выяснения этого вопроса были выполнены следующие эксперименты и вычисления. Из прямой ветви ВАХ были определены длины диффузионного смещения носителей заряда  $L_n$ , по которым была проведена оценка времени жизни электронов  $\tau_n$  в  $p$ -базе. Так, например, для фотодиода 5, изготовленного на образце ВЗ, такая оценка дала  $\tau_n = 2.6 \cdot 10^{-8}$  с. При измерении с использованием ультракоротких импульсов лазера на CO<sub>2</sub> для этого же фотодиода 5 было получено  $\tau_n = 5 \cdot 10^{-8}$  с, т.е. в 2 раза выше. На исходном образце ВЗ измеренное значение времени жизни дырок после термоконверсии в  $p$ -тип составляло  $\tau_p = 1 \cdot 10^{-7}$  с, т.е. в данном образце  $p$ -типа  $\tau_n < \tau_p$ . В этом случае время рекомбинации Шокли-Рида  $\tau_{S-R} = (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) / (\mu_n + \mu_p)$  определяют электроны. При  $T \approx 78$  К в Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с  $x \approx 0.2$  доминируют два механизма рекомбинации, Шокли-Рида и Оже [25] с временами  $\tau_{S-R}$  и  $\tau_A$  соответственно, и  $\tau_n = \tau_{S-R} \tau_A / (\tau_{S-R} + \tau_A)$ . Для  $p$  (78 К)  $\approx 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>  $\tau_A \approx 7 \cdot 10^{-8}$  с [25]. Отсюда (принимая  $\tau_n = 5 \cdot 10^{-8}$  с) получаем  $\tau_{S-R} \approx 1.8 \cdot 10^{-7}$  с, т.е. время жизни фотоносителей  $\tau_n$  в  $p$ -базе  $n^+ - p$ -переходов и все параметры фотодиодов определяются в основном оже-рекомбинацией. Вклад рекомбинации Шокли-Рида в  $\tau_n$  примерно в 2 раза меньше. Поэтому зависимость параметров фотодиодов, а из них наиболее чувствительного  $R_0A$  (удельного дифференциального сопротивления при  $U = 0$  В), от плотности рекомбинационных центров  $N_t$  и энергии уровней  $E_t - E_v$  имеет слабо выраженный характер (рис. 8). С другой стороны,  $R_{d\max}$ , определяемое на стыке двух механизмов токов, сильнее зависит от концентрации свободных носителей заряда  $p_p$  (фотодиоды 9, 11, 12 и 14 — см. таблицу и рис. 7), что характерно для оже-рекомбинации.

Важным энергетическим уровнем для рекомбинации Шокли-Рида является демаркационный уровень  $E_D$ , связанный с неосновными носителями. Демаркационный уровень расположен между уровнем захвата неосновных носителей и уровнем рекомбинационных центров с концентрацией  $N_t$  и определяет вероятность захвата электрона центром, занятым дыркой, равную вероятности возвращения дырки назад в валентную зону под действием термической энергии. Для полупроводника, находящегося в равновесном состоянии, уровень Ферми, одинаковый для электронов и дырок, является демаркационным уровнем. При нарушении равновесия, например смещением  $U$ ,  $\xi_p$  и  $E_D$  уже не совпадают. Все уровни, лежащие между  $\xi_p$  и  $E_D$ , являются в основном рекомбинационными центрами, так же как уровни между  $\xi_p$  и  $E_c$ ,  $E_D$  и  $E_v$  являются главным образом ловушками.

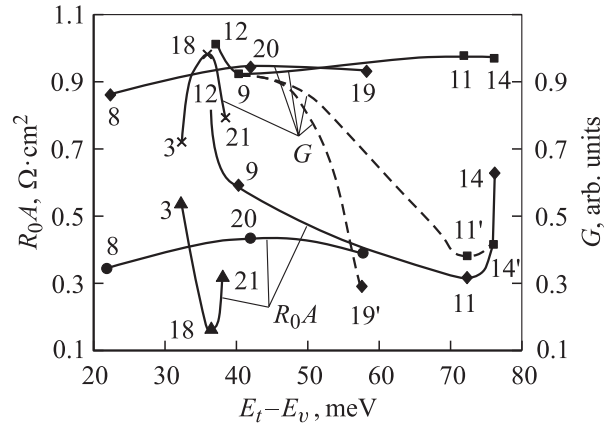


Рис. 8. Зависимость  $R_0A$  фотодиодов на Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te и вероятности рекомбинации  $G$  от глубины залегания уровней  $E_t - E_v$ .

Из уравнений переноса [26] получаем выражение для энергии демаркационного уровня

$$E_D = E_F + \frac{3}{2} kT \ln \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right) + kT \ln \left( \frac{\gamma_p}{\gamma_n} \right), \quad (3)$$

$$\gamma_n = \sigma_n \langle V_n \rangle, \quad \gamma_p = \sigma_p \langle V_p \rangle,$$

$$\langle V_n \rangle = \left( \frac{8kT}{\pi m_n^*} \right)^{1/2}, \quad \langle V_p \rangle = \left( \frac{8kT}{\pi m_p^*} \right)^{1/2},$$

где  $\gamma_n$  и  $\gamma_p$  определяются как вероятности захвата электрона и дырки, имеющих средние тепловые скорости  $\langle V_n \rangle$  и  $\langle V_p \rangle$ , из зоны проводимости (валентной зоны) на свободный (занятый) центр с энергией  $E_r$ ;  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  — эффективные сечения захвата электрона и дырки соответственно.

Из соотношения (3) видно, что энергия  $E_D$  через слабое с рекомбинационными коэффициентами сильно зависит от типа центров. В нелегированном Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te для уровня  $E_t = E_v + 0.4E_g$   $\sigma_n \approx 10^{-15} - 10^{-16}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_p \approx 10^{-17} - 10^{-18}$  см<sup>2</sup>, а уровень  $E_t = E_v + 0.75E_g$  имеет  $\sigma_n \approx 10^{-16}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_p \approx 10^{-17} - 10^{-20}$  см<sup>2</sup> [5]. Используем эти параметры рекомбинационных центров для оценки вероятности рекомбинации на уровнях  $E_t = E_v + 0.26E_g$  и  $E_t = E_v + 0.6E_g$ . При этом примем  $m_p^* = 0.55m_0$ , а эффективную массу электронов в зависимости от  $E_g$ , как обычно, в виде  $m_n^* = 0.075E_g m_0$  (здесь  $E_g$  в эВ) [15].

Вероятность рекомбинации на уровне  $E_t$  оценим как  $G = E_D/E_t$  при  $E_t > E_D$  и  $G = E_t/E_D$  при  $E_t < E_D$ . Для фотодиода 8 с энергией  $E_t - E_v = 22$  мэВ даже при большем расхождении  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  в  $10^3$  раз  $E_D = 26$  мэВ, т.е. этот уровень не попадает в диапазон между  $\xi_p = 44$  мэВ и  $E_D$ , и его следует соотнести с ловушкой. Все остальные уровни с  $E_t = E_v + 0.26E_g$  попадают в диапазон между  $\xi_p$  и  $E_D$ , и их можно считать рекомбинационными. Большой разброс значений  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$ , используемых нами в расчетах для уровней  $E_t = E_v + 0.6E_g$  показывает, что их можно отнести к рекомбинационным центрам при минимальном расхождении по  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$ : например, при  $\sigma_n/\sigma_p = 10$  для фотодиода 14  $\xi_p = 66$  мэВ и

$E_D = 78$  мэВ при  $E_t - E_v = 76$  мэВ. Если же в расчетах принять  $\sigma_n/\sigma_p = 10^4$  (штриховые кривые на рис. 8, фотодиоды 11, 14 и 19), то тогда они выступают уже как ловушки, когда для этого же фотодиода 14', становится  $E_D = 31$  мэВ.

Из зависимостей рис. 8 следует удовлетворительная корреляция экспериментальных  $R_{0A}$ , ограниченных генерационно-рекомбинационными процессами, и  $G$  от  $E_t - E_v$ . Для фотодиода 11 заниженное значение  $R_{0A}$  (рис. 8) обусловлено повышенной величиной тока  $I_{ds}$  (см. [21], рис. 2).

Итак, на фотодиодах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  при исследовании туннельного тока  $J_t$  через уровни в запрещенной зоне были определены их энергии  $E_t - E_v$  и концентрация  $N'_t$ . Практически во всех фотодиодах имелись мелкие акцепторные уровни с  $E_t - E_v = 8-12$  мэВ, создаваемые однозарядными вакансиями  $V_{Hg}^+$  [1]. Эти уровни являются ловушками, они не участвуют в процессах рекомбинации, но через них проходит туннельный ток  $J_t$  при больших напряжениях смещения. В ряде фотодиодов были отмечены также глубокие уровни  $E_t = E_v + 0.26E_g$ , ведущие себя как рекомбинационные. Возможная природа этих уровней была высказана в работе [6]. При этих измерениях были обнаружены еще и более глубокие уровни  $E_t = E_v + 0.6E_g$  с концентрацией  $N'_t$ , намного превышающей концентрацию других уровней. Эти уровни функционально могут вести себя и как рекомбинационные, и как глубокие ловушки с маленьким сечением захвата дырок  $\sigma_p$ . Отмеченный необычный „всплеск“ на зависимости  $R_{d\max}$  фотодиодов от  $E_t - E_v$  не связан с рекомбинацией через уровни, а обусловлен сменой механизмов тока.

## Список литературы

- [1] M.A. Kinch. J. Vac. Sci. Technol., **21**, 215 (1982).
- [2] E. Finkman, Y. Nemirovsky. J. Appl. Phys., **59**, 1205 (1986).
- [3] B. Schlicht, A. Alpsancar, G. Nimtz, N.F. Schroeder. *Proc. 4th Int. Conf. Physics of Narrow-Gap Semiconductors* (Springer, Berlin, 1981) p. 439.
- [4] R. Faston, Y. Nemirovsky. J. Vac. Sci. Technol. A, **8**, 1245 (1990).
- [5] C.E. Jones, V. Nair, J. Lingquist, D.L. Polla. J. Vac. Sci. Technol., **21**, 187 (1982).
- [6] C.E. Jones, K. James, J. Merz, R. Braunstein, M. Burd, M. Eetemadi, S. Hutton, J. Drumheller. J. Vac. Sci. Technol. A, **3**, 131 (1985).
- [7] D.L. Polla, C.E. Jones. J. Appl. Phys., **52**, 5118 (1981).
- [8] D.L. Polla, C.E. Jones. J. Appl. Phys., **51**, 6233 (1980).
- [9] P.K. Chakraborty. Sol. St. Electron., **34**, 665 (1991).
- [10] J.Y. Wong. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-27**, 48 (1980).
- [11] W.W. Anderson, H.J. Hoffman. J. Vac. Sci. Technol. A, **1**, 1730 (1983).
- [12] В.И. Туринов. Электрон. техн., сер. 11 Лазерная техника и оптоэлектрон., **4**, 61 (1989).
- [13] П.В. Бирюлин, В.И. Кошелева, В.И. Туринов. ФТП, **38**, в печати (2004).
- [14] C.T. Sah. Phys. Rev., **123**, 1594 (1961).

- [15] M.A. Kinch, D.D. Buss. J. Phys. Chem. Sol. Suppl 1, **32**, 461 (1971).
- [16] H. Overhof. Phys. St. Sol. B, **43**, 315 (1971).
- [17] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 249 (1957).
- [18] M.Y. Pines, O.M. Stafsudd. Infr. Phys., **20**, 73 (1979).
- [19] M.A. Berding, A. Sher, A.-B. Chen. J. Vac. Sci. Technol. A, **5**, 3009 (1987).
- [20] V.A. Cotton, J.A. Wilson, C.E. Jones. J. Appl. Phys., **58**, 2208 (1985).
- [21] П.В. Бирюлин, В.И. Туринов, Е.Б. Якимов. ФТП, **38**, 890 (2004).
- [22] M. Cutler, H.M. Bath. Proc. IRE, **45**, 39 (1957).
- [23] П.В. Бирюлин, С.А. Дудко, С.А. Коновалов, Ю.А. Пелевин, В.И. Туринов. ФТП, **37**, 1431 (2003).
- [24] S.P. Tobin, S. Iwasa, T. Tredwell. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-27**, 43 (1980).
- [25] T.N. Casselman. J. Appl. Phys., **52**, 848 (1981).
- [26] M.A. Kinch, M.J. Brau, A. Simmons. J. Appl. Phys., **44**, 1649 (1973).

Редактор Л.В. Шаронова

## Investigation of deep levels in CdHgTe by the method of tunneling current in photodiodes

V.I. Turinov

State Research & Production Corporation „Istok“,  
141190 Fryazino, Russia