

Исследование электрофизических свойств $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

© П.В. Бирюлин[¶], В.И. Кошелева, В.И. Туринов

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

(Получена 27 августа 2003 г. Принята к печати 17 октября 2003 г.)

По температурным и полевым зависимостям коэффициента Холла R_H выявлено, что образцы $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с низкой концентрацией электронов, как правило, компенсированные, и степень компенсации нарушается при термоконверсии проводимости образца в p -тип. В образцах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа проводимости по зависимостям удельного сопротивления от температуры $\rho(T)$ определена энергия ионизации донорного уровня: $E_d = 24\text{--}32$ мэВ. В этих же образцах после термоконвертирования (p -типа) определены энергии ионизации акцепторов, связанных с двукратно заряженными вакансиями V_{Hg}^{2+} : $E_a = 32$ и 48 мэВ. Кроме того, обнаружен глубокий уровень E_i неизвестной примеси, имеющей амфотерный характер, с $E_i - E_v \approx 0.7E_g$.

Для изготовления быстродействующих, на частотный диапазон свыше 100 МГц, фотодиодов инфракрасного диапазона с максимумом чувствительности на длине волны $\lambda = 10.6$ мкм более подходящим является материал p -типа проводимости [1–4] из-за высокой подвижности неосновных носителей, электронов, в p -базе $n^+ - p$ -переходов. Поскольку в наших работах исходными служили образцы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа проводимости, специально предназначенные для фоторезисторов, то такой материал мы подвергали термообработке для конверсии типа проводимости и затем уже на p -образцах создавали $n^+ - p$ -переходы ионной имплантацией. С целью проследить изменение исходных электрофизических свойств материала и как они сказываются на параметрах изготавливаемых $n^+ - p$ -переходов были выполнены исследования, результаты которых приведены далее.

Исходные пластины были произвольной формы, поэтому измерения постоянной Холла R_H и удельного сопротивления ρ проводили методом Ван дер Пау. Температурные зависимости $\rho(T)$ и $R_H(T)$ и зависимости от магнитного поля $R_H(B)$ и $\rho(B)$ снимали методом постоянного тока и постоянного магнитного поля на установке с автоматическим считыванием и обработкой измеряемых сигналов [5]. Время жизни носителей тока τ определяли из импульсных характеристик фотосигналов на образцах при освещении их ультракороткими ($\sim 8 \cdot 10^{-9}$ с) импульсами CO_2 -лазера на длине волны $\lambda = 10.6$ мкм. Мощность в импульсе $\sim 3 \cdot 10^3$ Вт ослабляли рассеивающими элементами. Измеряемые характеристики записывали на универсальном запоминающем осциллографе С8-12.

Исходные пластины $n\text{-CdHgTe}$ имели толщину $d \approx 800$ мкм и размеры в поперечнике до ~ 20 мм (пластины были неправильной формы). Пластины разделяли на несколько образцов, на которых проводили измерения электрических и фотоэлектрических характеристик до инвертирующего типа проводимости отжига и после. Режим отжига не менялся и был таким: температура отжига $T_a = (300 \pm 5)^\circ\text{C}$, время отжига $t = (30 \pm 1)$ мин; отжиг осуществлялся в парах ртути, в стеклянных ампу-

лах, откачанных форвакуумным насосом. Известно [6], что в результате изотермического отжига при температурах выше 300°C твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ составов с $x \approx 0.2$ имеют p -тип проводимости. Известно также [7], что в этих растворах инвертирование проводимости с n - на p -тип происходит при кратковременном нагреве выше 300°C и последующей закалке. Считается, что при таких отжигах за дырочный тип проводимости ответственны вакансии ртути V_{Hg} , являющиеся акцепторами [8,9].

В табл. 1 представлены параметры исходных образцов n -типа проводимости и p -типа после инвертирующего отжига: n , p — концентрации электронов и дырок; μ_n , μ_p — подвижности; τ_n , τ_p — времена жизни.

Зависимости $R_H = f(B)$ для образцов из одной и той же исходной пластины n -типа были близкими. Однако после отжига в одних и тех же режимах был отмечен значительный разброс R_H в образцах p -типа проводимости (типичные зависимости приведены на рис. 1). Отсюда следует вывод, что исходные пластины n -типа проводимости имели высокую степень компенсации донорных и акцепторных точечных дефектов (в том числе и остаточных примесей). Это подтверждается концентрационной зависимостью холловской подвижности электронов $\mu_n = f(n)$ (рис. 2), когда уменьшение n достигается за счет компенсации примесей, что приводит к увеличению рассеяния носителей заряда на ионизованных примесях и собственных точечных дефектах [10,11]. Степень компенсации сильно неоднородна по исходной пластине и нарушается при отжиге. Разброс R_H , так же как и разброс холловской подвижности дырок $\mu_p = f(p)$ (рис. 3), в p -образцах уменьшался только при $p > 1 \cdot 10^{16}$ см^{-3} , когда в образцы вводилась отжигом высокая концентрация собственных точечных дефектов акцепторного типа (вакансии V_{Hg} и V_{Cd} [13]).

По зависимости $\rho = f(T)$ (рис. 4) были определены энергии ионизации донорных уровней (E_d) в $n\text{-CdHgTe}$ до отжига и акцепторных (E_a) в $p\text{-CdHgTe}$ после инвертирующего отжига (табл. 2). На одном из образцов, С1, было получено $E_d + E_a = E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны), т.е. проявился один и тот же уровень в материалах n -типа до отжига и p -типа после

[¶] E-mail: birulin@sl.ru

Таблица 1. Электрофизические параметры образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ n -типа проводимости до отжига и p -типа после инвертирующего отжига

Образец	n -ТИП				p -ТИП				d , мкм	$b \times l$, cm^2
	n , cm^{-3}	μ_n , $10^5 cm^2/V \cdot c$	τ_n , $10^{-7} c$	λ_{co} , мкм	p , cm^{-3}	μ_p , $cm^2/V \cdot c$	τ_p , $10^{-8} c$	λ_{co} , мкм		
A1	$9.5 \cdot 10^{13}$	1.83	3.0	10.4	$1.1 \cdot 10^{15}$	447	7	10.2	813 / 580	1×1
A2	$1.19 \cdot 10^{14}$	1.84	—	—	$5.3 \cdot 10^{14}$	647	—	10.27	825 / 660	0.7×1.1
A3	$1.04 \cdot 10^{14}$	1.77	—	10.2	$9.6 \cdot 10^{15}$	401	1	9.9	834 / 675	0.5×0.8
A4	$1.3 \cdot 10^{14}$	2.15	—	—	$1.7 \cdot 10^{16}$	452	—	—	811 / 558	0.9×1.1
B3	$6.1 \cdot 10^{13}$	1.6	2	10.29	$1.5 \cdot 10^{16}$	523	10	—	854 / 619	0.8×2.0
B4	$6.2 \cdot 10^{13}$	1.6	—	10.4	$6.6 \cdot 10^{14}$	520	—	10.87	817 / —	0.6×1.2
C1	$1.1 \cdot 10^{14}$	1.9	1.5	10.1	$1.0 \cdot 10^{16}$	463	3	10.2	743 / 636	0.8×1.1
C2	$1.1 \cdot 10^{14}$	2.0	—	9.9	$1.8 \cdot 10^{16}$	410	—	—	844 / 719	0.6×1.7
C3	$1.2 \cdot 10^{14}$	1.83	2.5	—	$7.2 \cdot 10^{16}$	400	—	—	835 / 605	0.7×1.7
C4	$8.5 \cdot 10^{13}$	1.8	—	—	$5.5 \cdot 10^{14}$	632	—	9.8	840 / 676	0.7×1.1
D1	$5.5 \cdot 10^{14}$	1.87	—	11.7	$1.8 \cdot 10^{16}$	491	4	—	830 / 504	0.7×1.1
D2	$5.0 \cdot 10^{14}$	1.9	2.5	11.3	$9 \cdot 10^{14}$	471	—	10.96	—	—
					$1.8 \cdot 10^{15}$	320	—	12.42	—	—
					$1.7 \cdot 10^{16}$	436	6	12.29	829 / 494	0.6×1.2
G1	$1.59 \cdot 10^{14}$	2.5	5	12.01	$2.8 \cdot 10^{16}$	492	8	12.6	807 / 505	0.8×1.0
G2	$1.73 \cdot 10^{14}$	2.43	—	12.26	$1.0 \cdot 10^{15}$	631	—	12.4	671 / —	0.6×0.9
G3	$1.73 \cdot 10^{14}$	2.57	—	12.75	$1.05 \cdot 10^{15}$	621	—	12.49	806 / 687	0.6×0.9
H1	$1.5 \cdot 10^{14}$	2.6	1.6	13.88	$1.8 \cdot 10^{15}$	658	—	—	674 / —	0.7×1.2
K1	$1.78 \cdot 10^{14}$	2.3	—	12.75	$1.68 \cdot 10^{15}$	565	—	12.45	765 / 386	0.6×1.2
K2	$1.78 \cdot 10^{14}$	2.27	—	12.85	$1.46 \cdot 10^{15}$	601	—	—	777 / 392	0.7×0.9

Примечание. λ_{co} — граничная длина волны спектра фотопроводимости. b и l — ширина и длина образца. В колонке d указана исходная толщина образца n -типа и (через косую черту) толщина образца p -типа после инвертирующего отжига и последующего травления для удаления поверхностного слоя.

отжига. Собственные точечные дефекты в подрешетках металла или халькогена ведут себя либо как доноры, либо как акцепторы. Поэтому обнаруженный уровень связан с примесью, проявляющей в $CdHgTe$ амфотерный характер. Сообщений в литературе о таком поведении примесей в узкозонном материале $CdHgTe$ до сих пор не встречалось.

Приведенные в табл. 2 значения E_g при 78 К найдены по спектральным характеристикам фотопроводимости на образцах n -типа, $E_g(78 K) = 1.24/\lambda_{co}$, где λ_{co} — граничная длина волны (в мкм) спектра фотопроводимости по уровню 0.5 от максимума фоточувствительности (табл. 1). Используя выражение $E_g = -0.302 + 1.93x$

Таблица 2. Состав и энергетические параметры образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$

Номер образца	n -ТИП				p -ТИП
	$E_g(78 K)$, эВ	E_d , эВ	$n(78 K)$, $10^{14} cm^{-3}$	Состав, x	E_a , эВ
A1	0.119	0.024	0.95	0.216	0.048
A2	0.121	0.024	1.0	0.217	0.032
B3	0.120	0.032	0.61	0.216	—
B4	0.120	—	0.62	0.217	—
C1	0.120	0.027	1.5	0.216	0.094
C2	0.125	0.023	1.1	0.220	—

+ $5.35 \cdot 10^{-4}(1 - 2x)T - 0.810x^2 + 0.832x^3$ [14] (где T измеряется в К, а E_g в эВ), находим состав (x) образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$; эти данные также приведены в табл. 2.

Сильная зависимость от магнитного поля поперечного магнитосопротивления $\rho_{\perp}(B)$ (рис. 5), чувствительного к неоднородностям, и в то же время слабая зависимость $R_H(B)$ при $T = 78 K$ (рис. 1) свидетельствуют о неоднородности образцов. Размеры образцов n -типа проводимости до отжига и после травления их в $Br +$ метанол (для удаления поверхностного слоя, в который могла произойти диффузия ртути из паровой фазы при отжиге в парах ртути) при отношении длины образца к толщине $l/d > 10$ (табл. 1) позволяют не учитывать „геометрический“ эффект при измерении ρ_{\perp} .

Сильная зависимость $\rho_{\perp}(B)$ (рис. 5), наблюдаемая нами при $T = 78 K$, отмечалась и в других работах [15–17]. В $CdHgTe$ аномальное поведение гальваномагнитных эффектов при $T \approx 78 K$ одни исследователи связывают с фундаментальными свойствами $CdHgTe$ (наличие примесной акцепторной зоны, перекрывающейся с зоной проводимости E_c) [18]. Другие объясняют эти аномалии микронеоднородностями технологического происхождения [19], которые в кристаллах $CdHgTe$ присутствуют всегда из-за особенностей синтеза и роста кристаллов в системе $CdTe-HgTe$. Это — локальная варизонность материала [20], значительная нестехиометричность кристаллов, выделения второй фазы [21], некоррелиро-

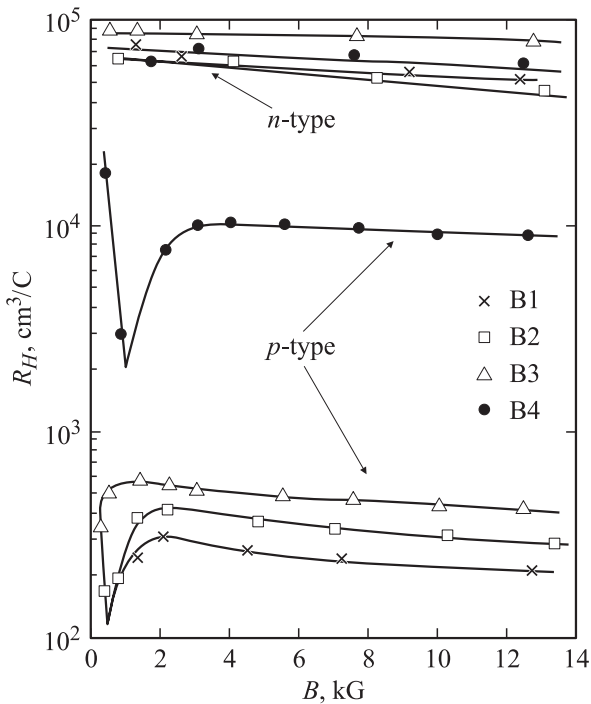


Рис. 1. Зависимость постоянной Холла в образцах CdHgTe *n*-типа проводимости (до отжига) и *p*-типа (после инвертирующего отжига) от магнитной индукции при $T = 78$ К.

ванное распределение примесей и высокий уровень примесного фона в силу узкозонности материала [22] и т.п. Все это может быть причиной, в частности, образования связанных кластеров [19]. Эти микронеоднородности вызывают флуктуации потенциала, в потенциальных ямах локализуются электроны, и величины проводимости кристаллов, даже выращенных в одном и том же технологическом процессе, различаются из-за случайного распределения микронеоднородностей [19].

Исходя из того же предположения [19], что наши кристаллы неоднородны, причем имеются крупномасштабные (200–400 мкм) флуктуации потенциала, вызывающие сильную зависимость $\rho_{\perp}(B)$, мы приняли этот параметр за относительную меру неоднородности образцов и попытались установить связь между амплитудой магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho(B)$ (рис. 6) и разбросом в пределах одной пластины такого параметра $n^+ - p$ -перехода, как удельное дифференциальное сопротивление фотодиода при нулевом смещении R_0A . Из данных рис. 6 и табл. 3 следует, например, что самые высокие R_0A были получены на образце В3 с максимальной величиной $\Delta\rho/\rho(B)$, т.е. с максимальной неоднородностью по составу. Усредненное значение $\langle R_0A \rangle$ (усреднение по фотодиодам, изготовленным на каждом образце CdHgTe) тоже имеет тенденцию падать с уменьшением $\Delta\rho/\rho(B)$. Все это указывает на то, что неоднородность изменяется плавно, а не скачкообразно. В противном случае, при наличии кластеров или, например, преципитатов Те и высокой плотности дислокаций, как следствие

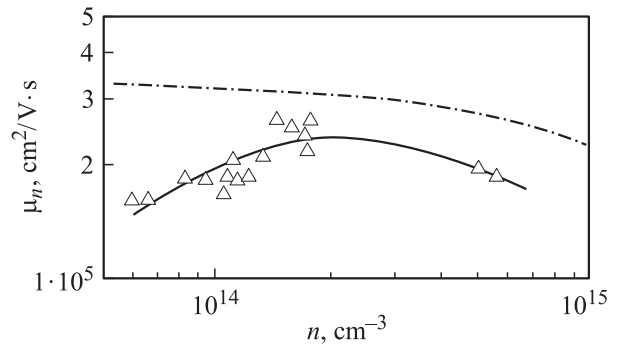


Рис. 2. Зависимость холловской подвижности электронов в образцах *n*-CdHgTe от концентрации электронов при $T = 78$ К (табл. 1) (точки и проведенная через них кривая). Штрихпунктирная линия — теоретическая кривая из работы [11] для рассеяния носителей тока на полярных оптических фононах [11] и на ионизованных примесях и собственных точечных дефектах [10] в чистых и слабо легированных образцах *n*-CdHgTe с $x \approx 0.2$ и концентрацией нескомпенсированных акцепторов $|N_a - N_d| \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

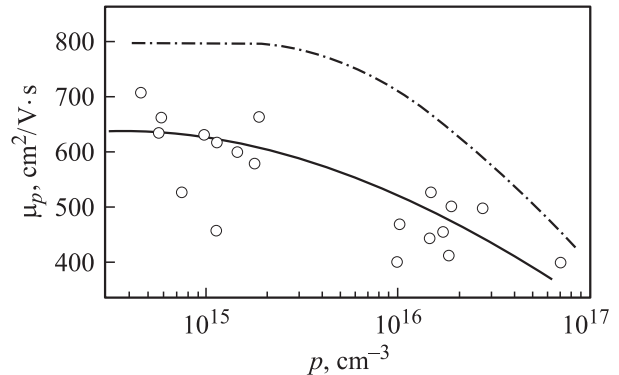


Рис. 3. Зависимость холловской подвижности дырок в образцах *p*-CdHgTe от концентрации дырок при $T = 78$ К (табл. 1). Штрихпунктирная линия — теоретическая кривая из работы [12] для рассеяния на фононах и ионизованных примесях в *p*-CdHgTe с $x \approx 0.2$.

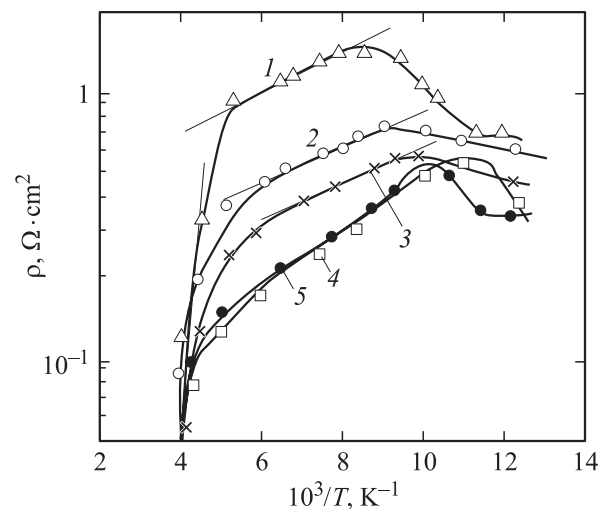


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления образцов CdHgTe *n*-типа проводимости (до отжига) от температуры: 1 — В3, 2 — А1, 3 — С1, 4 — С2, 5 — В4.

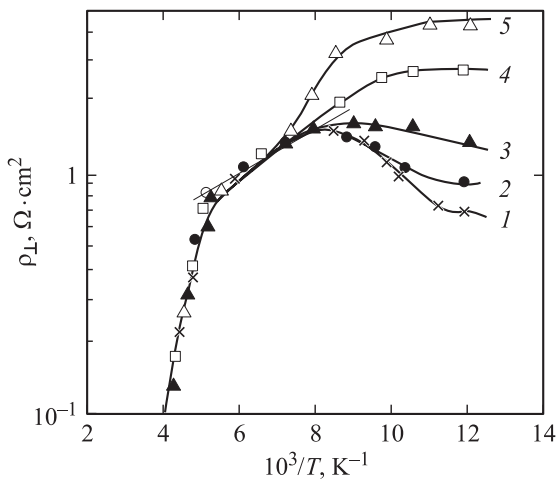


Рис. 5. Зависимость поперечного магнитосопротивления образца В3 $CdHgTe$ n -типа проводимости (до отжига) от температуры при различных величинах магнитной индукции B , Гс: 1 — 505, 2 — 1280, 3 — 3170, 4 — 7490, 5 — 12 680.

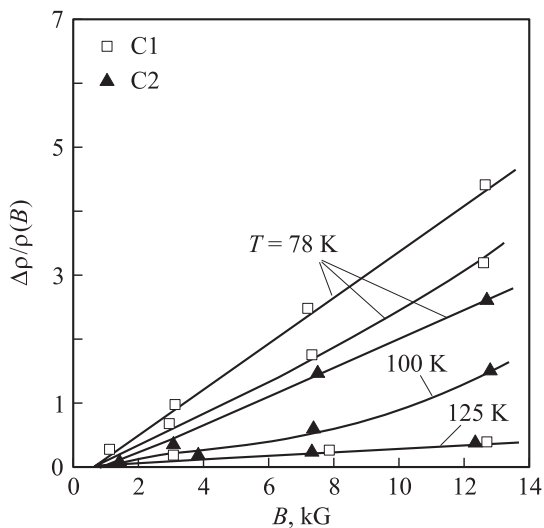
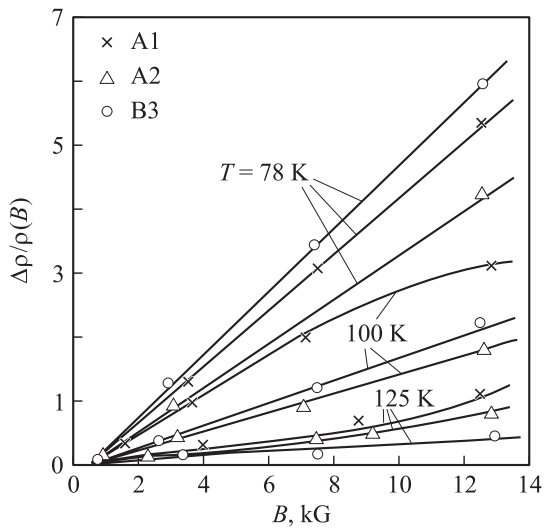


Рис. 6. Зависимость относительного поперечного магнитосопротивления в образцах $CdHgTe$ n -типа проводимости (до отжига) от магнитной индукции при трех температурах.

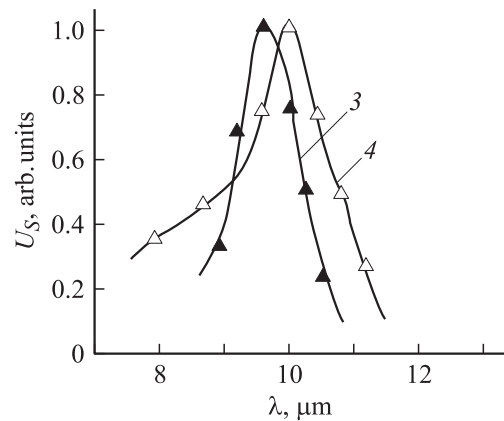
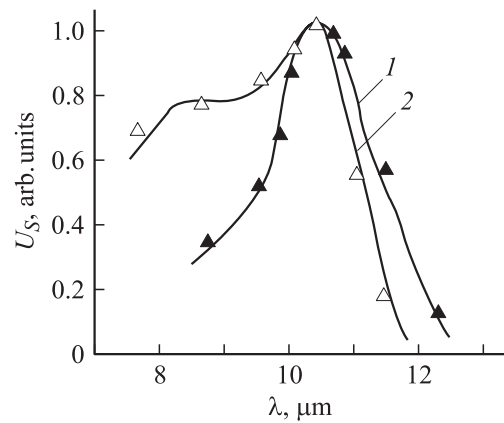


Рис. 7. Спектральные характеристики фотопроводимости образцов $CdHgTe$ n -типа проводимости (до отжига) и p -типа (после инвертирующего отжига) при $T = 78$ К. a — образец А1, n -тип (1) и p -тип (2). b — образец В3, n -тип (3) и образец В4, p -тип (4).

их распада при инвертирующем отжиге материала, были бы получены большие темновые токи [23], т.е. низкие значения R_0A . Следовательно, это есть плавное изменение концентрации акцепторов по толщине образца из-за неоднородной степени компенсации или изменения состава (Δx). Такие виды неоднородностей имеются в образцах всегда, как показала вся совокупность наших многолетних исследований. На это указывают и кривые рис. 1 для n -образцов В3 и В4, резко различающиеся по R_H после отжига, а также зависимость ρ от магнитной индукции B в этих p -образцах, чего не наблюдалось в других образцах p -типа. К тому же можно считать маловероятным присутствие в исходных образцах таких дефектов, как включения второй фазы, кластеры и т.п.

Измерения спектральных характеристик сигнала фотопроводимости U_S (рис. 7) на образцах до отжига (n -тип) и после отжига (p -тип) показали, что, как правило, со сменой типа проводимости с n на p происходил сдвиг λ_{co} либо в коротковолновую область, либо в длинноволновую. Так как после отжига травлением снимался с обеих сторон образца слой ~ 100 мкм, эти данные указывают на неоднородность образцов по

Таблица 3. Параметры фотодиодов на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Образец	Номер ФД	λ_{co} , мкм	R_0A , Ом · см ⁻²	p_p , 10 ¹⁶ см ⁻³	$\Delta\rho/\rho(B)$ ($B = 12770$ Гс)	$\langle R_0A \rangle$, Ом · см ²
A1 A2	2	10.0	0.68	1.3	4.3–5.4	0.68
	4	9.9	0.71	0.8		
	5	9.8	0.72	0.6		
	7	—	0.61	0.25		
B3 B4	9	—	0.89	0.3	2.1–5.9	0.66
	11	9.8	0.32	0.22		
	12	10.1	0.81	1.2		
	14	9.9	0.63	0.11		
C1	3	10.1	0.54	0.4	4.5	0.34
	18	10.8	0.17	1.5		
	21	9.94	0.32	3.5		

Примечание. Диаметр $n^+ - p$ -переходов (по фотошаблону) составляет 300 мкм. В колонке $\Delta\rho/\rho(B)$ показан разброс значений (согласно рис. 6), полученных при $T = 78$ К на исходных образцах, из которых изготавливались соответствующие группы фотодиодов. Усреднение $\langle R_0A \rangle$ проведено по всем фотодиодам каждой группы. Значения концентрации основных носителей в p -области $n^+ - p$ -переходов p_p получены из измерений вольт-фарядных характеристик фотодиодов.

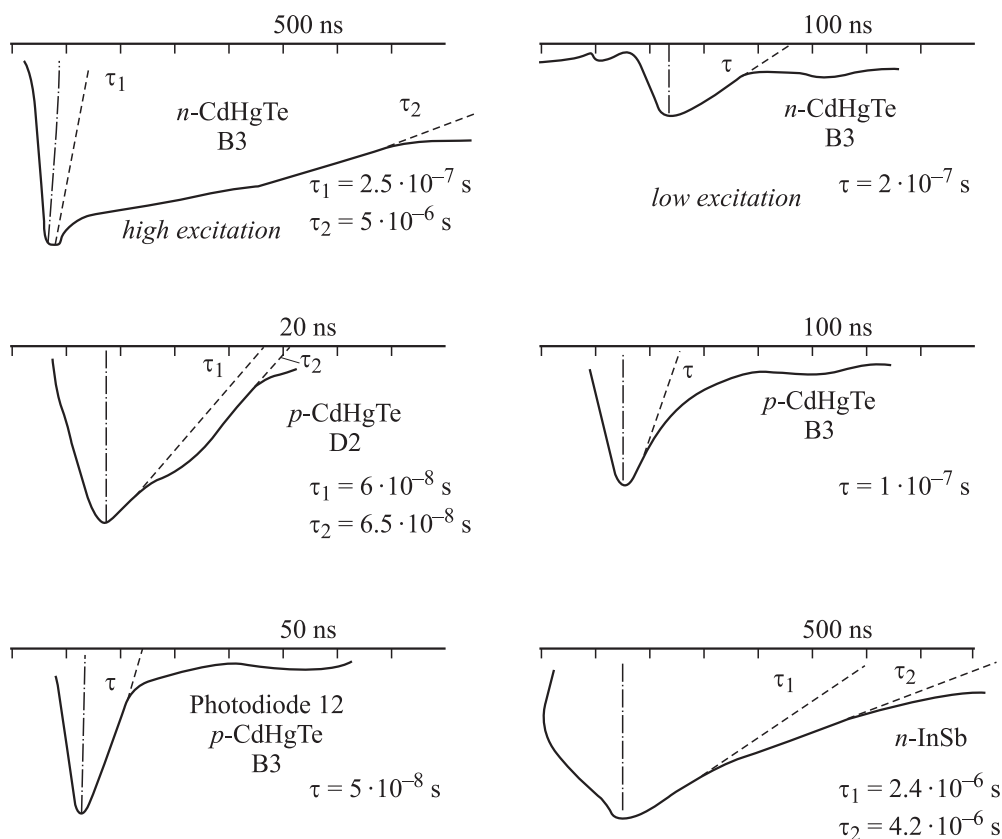


Рис. 8. Временные характеристики фотосигналов на образцах, измеренные на CdHgTe B3 n - и p -типа, D2 p -типа проводимости, фотодиода 12 из образца B3, а также (для сравнения) образца примесного InSb . Измерения проводились с помощью запоминающего осциллографа С8-12 после возбуждения фотосигнала ультракороткими импульсами лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм.

составу вглубь от поверхности. Оценка, например, для образца А1 дала величину сдвига $\Delta\lambda_{co} = 0.5$ мкм, что соответствует изменению ширины запрещенной зоны $\Delta E_g \approx 6$ мэВ и, следовательно, $\Delta x \approx 0.003$. Учитывая, что травлением снимался слой, составляющий примерно четвертую часть общей толщины образца, и полагая, что неоднородность линейна по его толщине, получим общее изменение содержания Cd по толщине исходного образца $\Delta x \approx \pm 0.006$. Для сравнения: величина $\Delta x \approx \pm 0.003$ считается показателем хорошей гомогенности образца [24]. Разброс λ_{co} по всей исходной пластине размером ~ 20 мм — например, для пластины А — составил тоже величину $\Delta\lambda_{co} \approx 0.5$ мкм (рис. 7). При такой величине $\Delta\lambda_{co}$ на одной и той же пластине величина R_0A при ограничении диффузионным током может изменяться от фотодиода к фотодиоду примерно в 3 раза только за счет разброса по Δx .

Время жизни носителей заряда τ_n в образцах n -типа проводимости было, как правило, на порядок больше, чем τ_p в образцах p -типа (табл. 1). В образце В3, в котором, как исключение, τ изменилось всего только в 2 раза при термоконверсии образца, было обнаружено наличие двух постоянных времени релаксации фотосигнала, τ_1 и τ_2 (рис. 8), которые, однако, проявлялись только при высоком уровне оптического возбуждения ($P \gtrsim 10^3$ Вт/см²). Для полноты информации относительно τ на рис. 8 приводятся также данные для фотодиода 12, изготовленного из образца В3. Для образцов CdHgTe τ — это усредненная по большой площади образца величина, измеряемая при зондировании широким пучком излучения лазера. В фотодиодах величина τ определяется свойствами p -области вблизи $n^+ - p$ -перехода в слое $\sim (20 - 50)$ мкм. Значения τ для фотодиодов могут отличаться в несколько раз от τ для образцов CdHgTe, и для расчета, например, квантовой эффективности фотодиода следует пользоваться значением τ , измеренным на этом же фотодиоде. Можно предположить, что наблюдаемые две постоянные времени τ_1 и τ_2 связаны с рекомбинацией через два глубоких уровня, поскольку на фотодиодах, изготовленных из этого образца, при измерении туннельной составляющей тока были отмечены также два уровня — с $E_t - E_v = 72$ мэВ и уровни с энергией залегания ~ 36 мэВ. Косвенно это подтверждают измерения времени жизни τ на компенсированном примесном образце n -InSb (рис. 8) как эталонном с известным уровнем, у которого наряду с межзонной рекомбинацией с $\tau_1 = 2.4 \cdot 10^{-6}$ с происходил и более медленный процесс рекомбинации с τ_2 через примесные уровни. На образце D2 с $p(78\text{ K}) = 1.7 \cdot 10^{16}$ см⁻³ также были отмечены две постоянные времени, τ_1 и τ_2 , отличающиеся незначительно друг от друга, хотя и хорошо разрешаемые (рис. 8). На этом образце до отжига (n -тип) в спектрах фотопроводимости наблюдался затянутый длинноволновый край, характерный для фотопроводимости с участием „примесной“ зоны. Кроме того, тип проводимости этого образца не инвертировался при обычном режиме

отжига, и образец еще дважды подвергался отжигу (в табл. 1 приведены параметры образца n -типа проводимости после таких отжигов). Оценка глубины залегания „примесной“ зоны по спектрам фотопроводимости дает энергию $E_c - E_t \approx 24$ мэВ, что согласуется с данными табл. 2, полученными на других образцах.

Приведенные данные позволяют сделать предположение, что низкая концентрация электронов в образце D2 n -типа проводимости изначально была достигнута за счет высокой степени компенсации вследствие введения большого числа акцепторов — вакансий ртути, образующих в CdHgTe мелкие акцепторные однозарядные уровни с $E_t - E_v \approx 8$ мэВ и глубокие двухзарядные с $E_t - E_v \approx 36$ мэВ [25,26].

Итак, по температурным и полевым зависимостям R_H выявлено, что образцы n -Cd_xHg_{1-x}Te с низкой концентрацией электронов, как правило, являются компенсированными, и степень компенсации нарушается при термоконверсии проводимости образца в p -тип. В образцах Cd_xHg_{1-x}Te n -типа по зависимостям $\rho(T)$ определена энергия активации донорного уровня: $E_c - E_t = 24 - 32$ мэВ. В этих же образцах, но после термоконверсии проводимости в p -тип, определена энергия активации акцепторов, связанных с двукратно заряженными вакансиями V_{Hg}^{++} : E_t выше E_v на 32 и 48 мэВ. Кроме того, впервые был обнаружен глубокий уровень с $E_t - E_v \approx 0.7E_g$, обусловленный неизвестной примесью, имеющей амфотерный характер.

Список литературы

- [1] D.L. Spears. SPIE, **227**, 108 (1980).
- [2] J.E. Shanley, C.T. Flanagan, M.B. Reine. SPIE, **227**, 117 (1980).
- [3] J.E. Shanley, C.T. Flanagan. SPIE, **227**, 123 (1980).
- [4] D.L. Spears. SPIE, **300**, 174 (1981).
- [5] В.И. Туринов. Электрон. техн., сер. 1, СВЧ электроника, **1**, 30 (1991).
- [6] A.J. Syllaios, M.J. Williams. J. Vac. Sci. Technol., **21**, 201 (1982).
- [7] R.A. Reinolds, M.J. Brau, H. Kraus, R.T. Bate. J. Phys. Chem. Sol., **32**, Suppl. 1, 1511 (1971).
- [8] H.R. Vydyanath. J. Electrochem. Soc.: Sol.-St. Sci. Technol., **128**, 2609 (1981).
- [9] H.F. Schaake, J.H. Tregilgas, J.D. Beck, M.A. Kinch, B.E. Gnade. J. Vac. Sci. Technol. A, **3**, 143 (1985).
- [10] W. Scott. J. Appl. Phys., **43**, 1055 (1972).
- [11] J.J. Dubowski, T. Dietl, W. Szymanska, R.R. Galazka. J. Phys. Chem. Sol., **42**, 351 (1981).
- [12] D.A. Nelson, W.W. Higgins, R.A. Lancaster, R. Roy, H.R. Vydyanath. *Extended Abstracts U.S. Workshop on the Physics and Chemistry of Mercury Cadmium Telluride* (Minneapolis, 1981) p. 175.
- [13] R.F. Brebrick, J.P. Schwartz. J. Electron. Mater., **9**, 485 (1980).
- [14] G.L. Hansen, J.L. Schmidt, T.N. Casselman. J. Appl. Phys., **53**, 7099 (1982).
- [15] Л.А. Бовина, Ю.Н. Савченко, В.И. Стафеев. ФТП, **9**, 2084 (1975).

- [16] Д.В. Соболев, В.П. Пономаренко, Л.А. Бовина, В.И. Стафеев, К.Р. Курбанов. ФТП, **15**, 1293 (1981).
- [17] Л.А. Карачевцева, А.В. Любченко, Э.А. Маловичко. ФТП, **26**, 535 (1992).
- [18] Л.А. Бовина, Ю.Н. Савченко, В.И. Стафеев. ФТП, **9**, 26 (1975).
- [19] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский, А.А. Корниш, В.А. Петряков. ФТП, **18**, 201 (1984).
- [20] А.И. Власенко, Ю.Н. Гаврилюк, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. ФТП, **13**, 2180 (1979).
- [21] J. Steininger. J. Cryst. Growth, **37**, 107 (1977).
- [22] Ю.С. Гальперин, А.Л. Эфрос. ФТП, **6**, 1081 (1972).
- [23] H.F. Schaake, J.H. Tregilgas, A.J. Lewis, P.M. Everett. J. Vac. Sci. Technol. A, **1**, 1625 (1983).
- [24] K.-P. Mollmann, H. Bittner, H. Heukenkamp, B. Schubert. Infr. Phys., **31**, 493 (1991).
- [25] M.A. Kinch, M.J. Brau, A. Simmons. J. Appl. Phys., **44**, 1649 (1973).
- [26] M.A. Kinch. J. Vac. Sci. Technol., **21**, 215 (1982).

Редактор Л.В. Шаронова

Investigation of CdHgTe electric physical properties

P.V. Birulin, V.I. Kosheleva, V.I. Turinov

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

Abstract According to temperature and field dependences of the Hall coefficient R_H , it has been found that n -Cd_xHg_{1-x}Te samples having a low electron density are, as a rule, compensated ones, the level of compensation being broken only if the sample undergoes the thermal conversion into p -type. Besides, a deep level of an unknown impurity having amphoteric properties with $E_t - E_v \approx 0.7E_g$ was found out.