

## РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ОДНООСНО-НАПРЯЖЕННОМ $Cd_xHg_{1-x}Te$

С. Г. Гасан-заде, Г. А. Шепельский

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина  
(Получена 22 декабря 1992 г. Принята к печати 15 марта 1993 г.)

В узкощелевом полупроводнике  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \approx 0.20-0.30$ ) исследовались рекомбинационные механизмы и кинетические явления при трансформации зонной структуры одноосной упругой деформацией. Показано, что наряду с резкими изменениями коэффициента Холла, удельного сопротивления, полевых зависимостей магнитосопротивления и фотомагнитного эффекта, связанными с расщеплением валентной зоны и уменьшением эффективной массы дырок в упругонапряженном кристалле, происходит и изменение темпа межзонной и примесной рекомбинации. В частности, темп межзонной излучательной рекомбинации растет, а ударной рекомбинации — падает с ростом деформации. В случае примесной рекомбинации с участием мелких акцепторов наблюдается увеличение темпа рекомбинации из-за ослабления процессов захвата неосновных носителей заряда на акцепторное состояние.

В узкощелевом полупроводнике (УП)  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с составом  $x \approx 0.20-0.30$  — актуальном материале ИК фотоэлектроники, рекомбинационные процессы определяются несколькими конкурирующими механизмами. Вклад конкретного механизма рекомбинации в результирующее время релаксации неравновесной концентрации носителей тока зависит от температуры, плотности точечных дефектов и примесей. Из-за особенностей зонной структуры УП (малой ширины запрещенной зоны  $\varepsilon_g$  и малого отношения эффективных масс электронов зоны проводимости и тяжелых дырок  $\mu = \frac{m_e}{m_h} \ll 1$ ) по крайней мере в температурном

диапазоне, соответствующем собственной проводимости, время релаксации определяется межзонными переходами — излучательной и ударной рекомбинацией [1-3].

Темп межзонной рекомбинации естественно не зависит от примесных уровней и характеризуется параметрами собственного зонного спектра полупроводника. Поэтому межзонная рекомбинация является принципиально неустраняемой и задает верхний теоретический предел времени жизни носителей тока. Исходя из этого, представляет интерес задача, заключающаяся в контролируемой трансформации энергетического спектра с помощью каких-либо внешних воздействий с тем, чтобы изменять важные с практической точки зрения параметры неравновесных носителей тока. Одним из таких воздействий может быть одноосное упругое напряжение. В полупроводниках с кубической кристаллической структурой одноосная деформация, понижая симметрию кристаллической решетки, снимает вырождение валентной зоны в точке  $\Gamma_8$  (при  $k=0$ ) и приводит к изменению эффективных масс дырок в расщепленных подзонах [4]. В полупроводниках типа Ge и Si из-за относительно небольшого по величине отношения масс тяжелой и легкой дырки  $m_h/m_l$  воздействие деформации на параметры валентной зоны и примесных центров оказывается незначительным. Для  $Cd_xHg_{1-x}Te$  отношение  $m_h/m_l \gg 1$  (при  $x = 0.20$   $m_h/m_l \approx 50$ ), поэтому наложение

одноосной деформации может приводить к существенным изменениям структуры валентной зоны и примесных состояний. Результаты подробных исследований кинетических явлений в одноосных-деформированных  $p$ -InSb и  $p$ -Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te изложены в [5, 6].

В настоящей работе основное внимание уделено изменению рекомбинационных параметров в упругонапряженном Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te  $n$ -типа. Кроме этого, для установления трансформации валентной зоны проводились измерения кинетических параметров в  $p$ -Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te.

Исследовались образцы Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te двух составов  $x \approx 0.20$  и  $x \approx 0.30$  с концентрацией активных примесей  $N_D - N_A = 1.5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$  с м<sup>-3</sup> и  $N_A - N_D = 3 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Параметры образцов приведены в таблице. Измерения

Параметры исследованных образцов Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te,  $T = 78$  К

№ образца	Тип проводимости	Состав $x$	$n$ (р), см <sup>-3</sup>	$\mu_n$ (р), см <sup>2</sup> /В · с
1	$p$	0.205	$1.68 \cdot 10^{16}$	$3.81 \cdot 10^2$
2	$p$	0.200	$1.21 \cdot 10^{16}$	$7.92 \cdot 10^2$
3	$n$	0.190	$1.26 \cdot 10^{15}$	$2.89 \cdot 10^5$
4	$n$	0.200	$5.65 \cdot 10^{14}$	$1.37 \cdot 10^5$
5	$n$	0.295	$1.53 \cdot 10^{14}$	$2.92 \cdot 10^4$

проводились непосредственно после химического травления образцов в 5% растворе брома в метаноле с последующей промывкой в изобутиловом спирте. Измерения проводились в диапазоне температур 1.7—280 К, магнитных полей 0—70 кЭ и упругих деформаций 0—3 кбар. В качестве источника излучения использовались глобар в области длин волн  $\lambda = 0.5$ —14 мкм и лазер ЛГ-126 ( $\lambda = 3.39$  мкм).

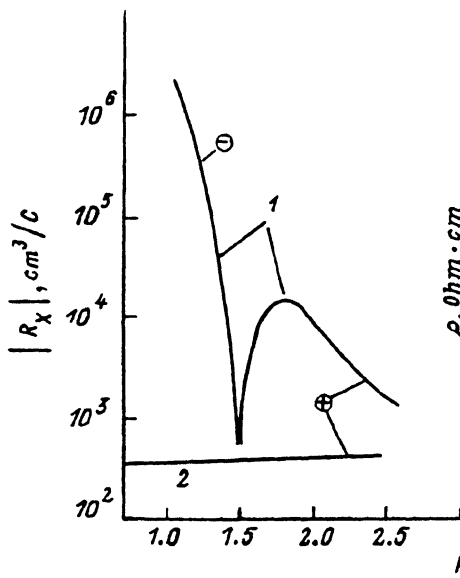
### Результаты эксперимента и их обсуждение

За изменением структуры валентной зоны и основных параметров носителей тока при упругой деформации можно проследить измеряя коэффициент Холла  $R_x$  и удельное электрическое сопротивление  $\rho$  в кристалле Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с дырочной проводимостью. На рис. 1 представлены деформационные зависимости  $R_x$  и  $\rho$  в  $p$ -Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te ( $x \approx 0.20$ ) при двух значениях температуры. Одно из них ( $T = 78$  К) соответствует полному истощению акцепторного уровня с энергией ионизации  $\epsilon_A$ , ответственного за концентрацию свободных дырок в валентной зоне. При другой температуре ( $T = 1.7$  К) практически все дырки оказываются выморозенными из валентной зоны на акцепторный уровень.

При температуре опустошения акцепторов  $R_x$  практически не зависит от деформации (рис. 1), так что все изменения проводимости определяются лишь ростом подвижности дырок, связанным с уменьшением эффективной массы у потолка валентной зоны. При этом, как и в  $p$ -InSb [7], наблюдается анизотропия проводимости, измеряемой в продольном и поперечном направлениях по отношению к направлению деформации. Параметр анизотропии для направления деформации [110] при значениях давления  $P = 2.5$  кбар достигает значения  $\mu_{||}/\mu_{\perp} \approx 2.13$ .

При понижении температуры ( $T < 40$ —50 К) в  $p$ -Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te происходит переход дырок на состояние акцепторного уровня, так что при  $T = 1.7$  К практически все дырки оказываются связанными, а проводимость определяется токопереносом по состояниям примесной акцепторной зоны, либо состояниями поверхности и включений  $n$ -типа. При таких температурах наблюдается характерный изгиб в температурной зависимости  $\rho$  (рис. 1, вставка), а коэффициент Холла может менять знак на отрицательный. При вымораживании дырок на-

а



б

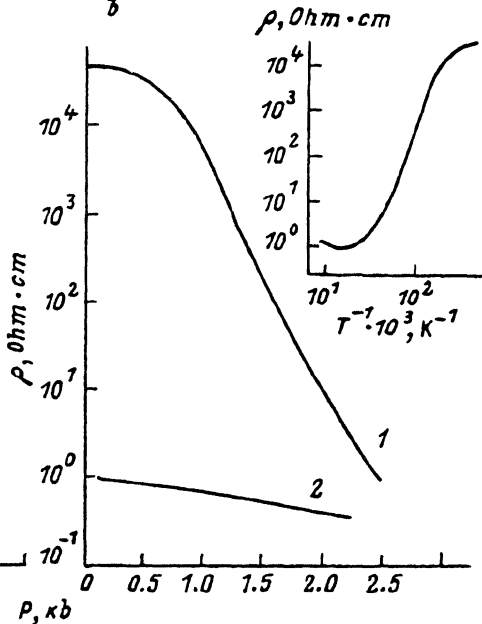


Рис. 1. Деформационные зависимости коэффициента Холла (а) и удельного электрического сопротивления (б) при  $T = 1.7$  К (кривые 1) и 78 К (кривые 2) для образца 1.  $R_x$  измерялось при  $H = 5$  кЭ. На вставке — температурная зависимость  $\rho$ .

блюдается экспоненциальная зависимость  $R_x$  и  $\rho$  от температуры, позволяющие определить глубину залегания акцептора. В зависимости от концентрации акцепторов в исследуемых образцах эта величина находится в пределах  $\epsilon_A = 4-7$  мэВ. Как видно из рис. 1, наложение одноосной деформации при низкой температуре ( $T = 1.7$  К) вызывает изменение  $\rho$  и  $R_x$  на несколько порядков, что сразу указывает на концентрационную природу эффекта. При этом у образцов  $p = \text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с отрицательным  $R_x$  при  $T = 1.7$  К происходит инверсия знака  $R_x$  с ростом деформации  $P$ . Валентная зона в точке  $k=0$  расщепляется в результате деформации на две подзоны, при этом эффективная масса верхней из подзон оказывается много меньше  $m_b$  — эффективной массы тяжелых дырок в отсутствии деформации. При достаточно большом напряжении, когда расщепление подзон, линейно зависящее от  $P$ , превышает энергию ионизации акцептора [ $\epsilon_0(P) > \epsilon_A$ ], состояние последнего формируется в основном состояниями верхней из расщепившихся подзон. Как показано в [5], зависимость энергии основного состояния акцептора от одноосной деформации хорошо согласуется с моделью мелкого примесного центра. В результате с ростом  $P$  наблюдается уменьшение  $\epsilon_A$  и происходит заброс дырок в состояния валентной зоны, что и объясняет резкое изменение  $R_x$  и  $\rho$ . Из температурных зависимостей  $\rho$ , измеренных при разных значениях сжатия (рис. 2) видно, что энергия ионизации  $\epsilon_A$  уменьшается вплоть до перехода проводимости к практически безактивационному режиму. При этом подвижность дырок в верхней из расщепившихся подзон, определяемая как произведение  $R_x\sigma$  при достаточно высокой температуре ( $T \geq 10$  К), когда можно пренебречь вкладом проводимости по примесям, с ростом деформации растет и выходит на насыщение, достигая значения  $\mu_p \leq 4 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с.

Уменьшение энергии  $\epsilon_A$  и переход дырок в свободные состояния в деформированном  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  приводит к изменениям магнитопольевых зависимо-

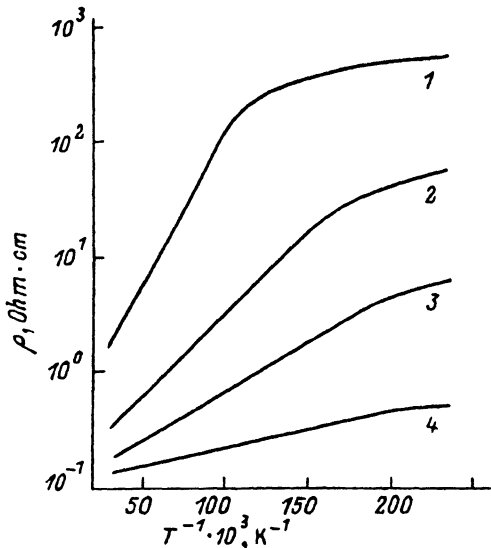


Рис. 2. Температурные зависимости  $\rho$  для образца 2 при разных значениях деформаций  $P$ , кбар: 1 — 0, 2 — 1.5, 3 — 2.1, 4 — 2.9.

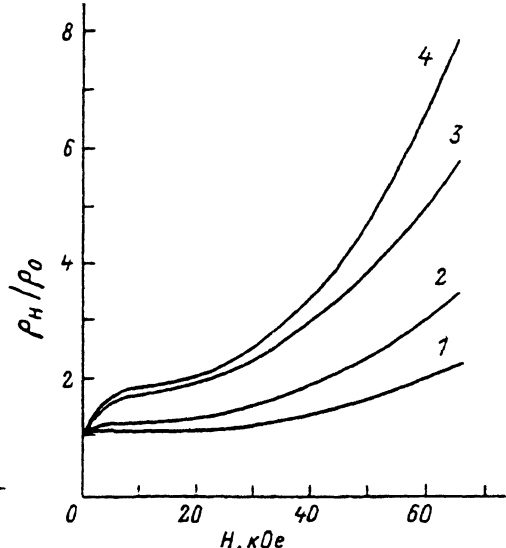


Рис. 3. Магнитосопротивление образца 2 при разных значениях деформации  $P$ , кбар: 1 — 0, 2 — 1.5, 3 — 2.1, 4 — 2.9.  $T = 4.2$  К.

стей электрического сопротивления  $\rho_H$  и фотомагнитного эффекта (ФМЭ). В отсутствие деформации из-за небольшой подвижности тяжелых дырок магнитосопротивление в  $p$ - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  относительно невелико. При достаточно большой деформации полевая зависимость  $\rho_H$  становится значительно более сильной (рис. 3). Сопоставление полевых зависимостей продольного и поперечного магнитосопротивлений, а также  $R_H$  при разных значениях температуры показывает, что начальный участок  $\rho_H$  деформированного  $p$ - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  определяется подвижностью, которая значительно возросла с деформацией. Дальнейший рост  $\rho_H$  имеет концентрационную природу и связан с магнитным вымораживанием свободных дырок на акцептор, энергия ионизации которого возрастает в сильном магнитном поле [6].

Изменение эффективной массы и подвижности дырок с деформацией может проявляться и в кристаллах  $n$ -типа, например, по полевым зависимостям биполярного ФМЭ (рис. 4). Действительно, ФМЭ определяется параметрами неосновных носителей тока. Поэтому в кристаллах  $n$ -типа в отсутствие деформации ФМЭ имеет линейную полевую зависимость, поскольку достигаемое магнитное поле является слабым ( $\frac{\mu_p H}{c} < 1$ ). При увеличении деформации происходит изменение наклона полевой зависимости ФМЭ благодаря приближению к условию  $\frac{\mu_p H}{c} > 1$  из-за роста  $\mu_p$ .

Описанное выше расщепление валентной зоны и изменение эффективных масс дырок должны приводить и к заметным изменениям темпа рекомбинации при межзонных переходах. О первых таких исследованиях сообщалось в [8]. Теоретический расчет темпа излучательной ( $1/\tau_R$ ) и оже-рекомбинации ( $1/\tau_A$ ) проведен для кейновской модели с учетом одноосной упругой деформации. При этом законы дисперсии и волновые функции записывались согласно Биру и Пикусу [4], а интегралы перекрытия и оптические матричные элементы соответствовали расчетам Гельмонта для трехзонной модели Кейна [9]. В де-

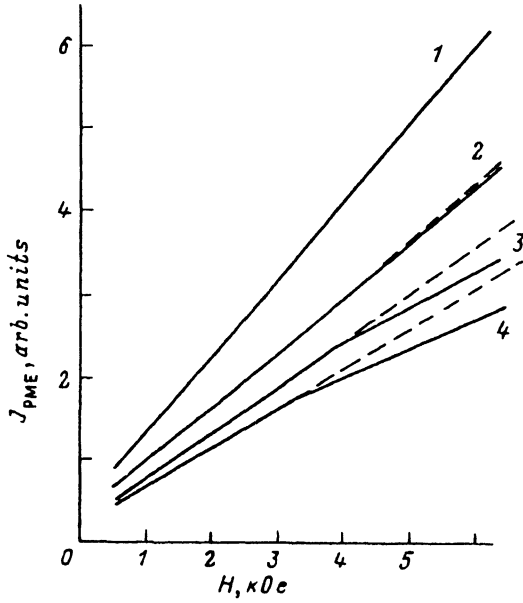


Рис. 4. Зависимости ФМЭ от магнитного поля для образца 3 при разных значениях деформации  $P$ , кбар: 1 — 0, 2 — 1.5, 3 — 2.0, 4 — 2.5.  $T = 20$  К.

формированном кристалле (расчет проведен для  $Cd_xHg_{1-x}Te$ ) расщепленные валентные подзоны (рис. 5) удобно описывать смешанными состояниями тяжелых и легких дырок ( $V_+$ - и  $V_-$ -зоны). Эффективные массы равны  $m_0/\gamma_1 \pm 2\gamma$  — для продольного и  $m_0/\gamma_1 \mp \gamma$  для поперечного направления ( $m_0$  — масса свободного электрона, а  $\gamma_1$  и  $\gamma$  — параметры Латтинжера). По мере увеличения расщепления подзон  $\epsilon_0(P)$  большая часть дырок собирается в зоне  $V_+$ , а поскольку эффективная масса  $V_+$ -зоны заметно уменьшается по сравнению с массой тяжелой дырки, то дырки локализируются в области малых импульсов (по сравнению с недеформированным кристаллом). В результате темп излучательной рекомбинации должен возрастать.

Для межзонной ударной рекомбинации (рекомбинации Оже) возникает обратная ситуация. Действительно, высокий темп оже-рекомбинации в УП с прямой запрещенной зоной обеспечивается малым отношением эффективных масс электронов и тяжелых дырок  $\mu = m_e/m_h$ , которое явно входит в выражение для времени релаксации:

$$\tau_{A1} \sim \left( \frac{\epsilon_g(T)}{kT} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{\epsilon_g}{kT} \right) \exp \left( \frac{\mu}{1 + \mu} \frac{\epsilon_g}{kT} \right).$$

Здесь первый множитель описывает плотность состояний в зоне, второй — концентрацию собственных носителей тока и вызывает экспоненциальную зависимость  $\tau_{A1}$  в области собственной проводимости. Третий же множитель обеспечивает выполнение закона сохранения импульса и энергии при рекомбинационном переходе, поскольку при межзональной ударной рекомбинации вертикальные переходы в  $k$ -пространстве запрещены. Из приведенных соотношений видно, что при малых значениях  $\mu$  (в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x = 0.20$   $\mu \approx 10^{-2}$ ) обеспечивается низкий порог перехода электронов в состояния тяжелых дырок. Темп рекомбинации в области собственной проводимости может быть записан, согласно [9], в виде

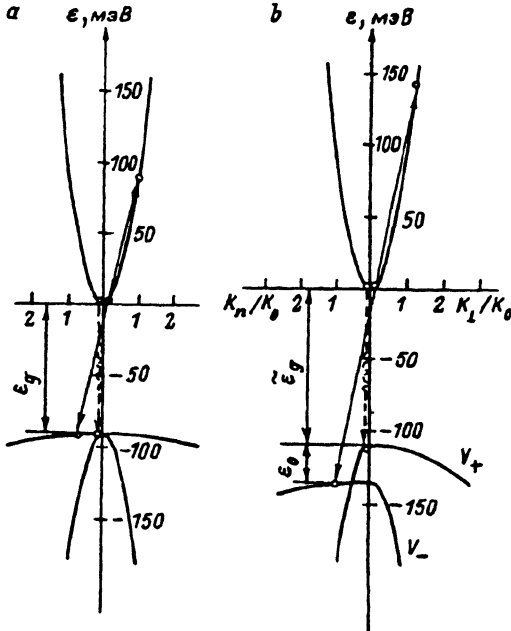


Рис. 5. Энергетическая структура и рекомбинационные переходы в  $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$  при  $P$ , кбар:  $a - 0$ ,  $b - 2$ ;  $P \parallel [001]$ . Стрелками показаны: штриховые линии — излучательные переходы, сплошные — безызлучательные. Характерный волновой вектор  $k_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ .

$$\tau_{A_i}^{-1} = c(T) n^2 \exp(-\epsilon_i/kT),$$

где  $c(T)$  — слабая степенная функция температуры, а  $\epsilon_i$  — пороговая энергия процесса, которая для трехзонной модели Кейна имеет вид

$$\epsilon_i = 2 \frac{m_e}{m_h} \epsilon_g.$$

При наложении одноосной деформации и расщеплении валентной зоны эффективная масса электронов остается практически неизменной, в то время как масса дырок существенно уменьшается для всех состояний кроме  $V_-$  для продольного направления (рис. 5). В результате пороги для всех переходов электронов в дырочные состояния, кроме перехода в состояния  $V_-$ , резко повышаются и оже-переходы будут происходить преимущественно в состояния  $V_-$ -зоны с низким энергетическим порогом (последний, однако, превышает порог  $\epsilon_i$  для недеформированного кристалла на величину расщепления зон  $V_+$  и  $V_-$ :  $\epsilon_i^- \approx \epsilon_i + \epsilon_0$ ). Деформационная зависимость  $\tau_A$  будет теперь определяться порогом  $\epsilon_i^-$ , а также концентрацией дырок, которая в  $V_-$ -зоне с ростом деформации экспоненциально убывает с постоянной  $\epsilon_0/T$ . Эти два фактора должны приводить к существенному уменьшению темпа оже-рекомбинации [<sup>8, 10</sup>].

Основываясь на противоположной зависимости  $\tau_R^{-1}$  и  $\tau_A^{-1}$  от  $P$ , можно считать деформационные измерения простым и удобным методом разделения двух основных механизмов межзонной рекомбинации — излучательного и ударного. Как известно, само по себе такое разделение является непростой задачей и требует, например, подробных температурных исследований времени жизни носителей тока. До сих пор нет единой точки зрения на вклад излучательного

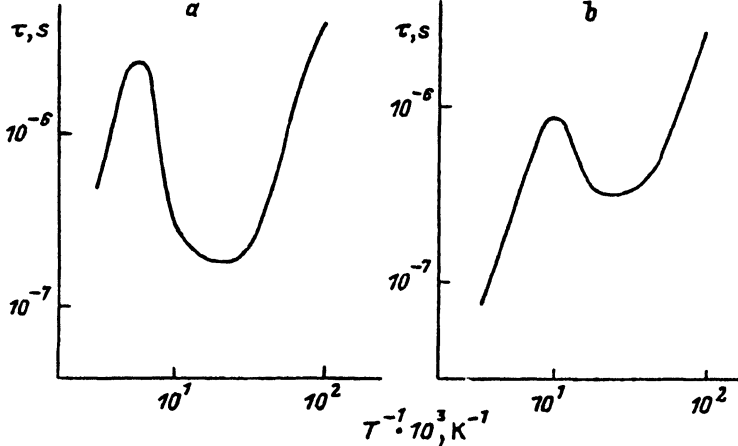


Рис. 6. Температурные зависимости  $\tau$  для образцов  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ : а — 5, б — 3.

и ударного механизмов в рекомбинацию  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при низких ( $T < 100$  К) температурах. Однако и деформационные измерения не могут быть универсальным методом, как только в рекомбинации заметную роль начинает играть какой-либо третий канал — обычно связанный с уровнями примесей и дефектов. Это сразу усложняет задачу, особенно с учетом того, что в настоящее время, насколько нам известно, отсутствуют какие-либо теоретические расчеты деформационных зависимостей рекомбинационных переходов через примесные состояния.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать вывод, что для экспериментальных исследований целесообразен выбор таких температурных диапазонов и составов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , которым соответствует какой-либо один доминирующий механизм рекомбинации. Для кристаллов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$   $n$ -типа высокой чистоты с большой подвижностью электронов ( $\mu_b > 10^5$   $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$ ) во всем температурном диапазоне собственной проводимости основным оказывается излучательный канал для  $x=0.30$  и ударный — для  $x=0.20$  [ $1^{-3}$ ]. Об этом свидетельствует и температурная зависимость времени релаксации у исследованных нами образцов (рис. 6). Следовательно, в температурном диапазоне  $T > 150$  К для  $x = 0.30$  и  $T > 110$  К для  $x = 0.20$  удастся практически исключить из рассмотрения вклад примесной рекомбинации. В хорошо очищенных кристаллах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  этот диапазон в действительности распространяется к значительно более низким температурам ( $T=70\text{—}80$  К) и охватывает, таким образом, область наибольшего практического применения  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в качестве материала для фотоприемников [ $1^1$ ].

На рис. 7 показаны деформационные зависимости времени релаксации  $\tau(P)/\tau_0$  для различных значений состава и температуры. Видно, что если для более широкозонного состава ( $x=0.30$ ) наблюдается уменьшение  $\tau$ , то для  $x=0.20$  — заметный рост с увеличением упругого напряжения. Максимальное отношение  $\epsilon_0/kT$ , которое удастся получить в эксперименте для  $x=0.20$  при 120 К, по оценкам достигает значения 2.5 (для направления  $[100]$   $\epsilon_0 = 8P = 8\{(1/4) |b| \times \times (s_{11} - s_{12})\}$ , где  $b$  — константа деформационного потенциала, а  $s_{ij}$  — компоненты тензора упругой деформации). Этому отношению соответствует приблизительно двукратное увеличение  $\tau_A$ , что неплохо согласуется с теоретическими расчетами для  $x = 0.20$  [ $1^0$ ]. Важно, что сам характер изменения  $\tau$  с деформацией однозначно определяет механизм собственной рекомбинации.

При низких температурах в кристаллах  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  время релаксации может определяться рекомбинационными переходами через примесный уровень,

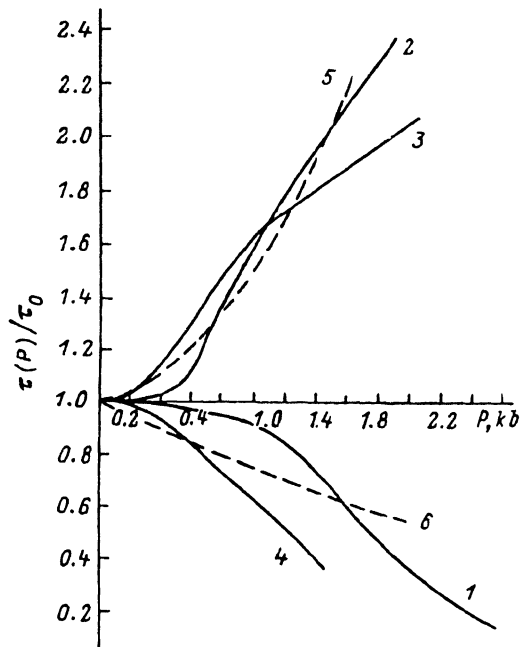


Рис. 7. Деформационные зависимости  $\tau$  для образцов  $Cd_xHg_{1-x}Te$ : 1—4, 2—3, 3—3, 4—5.  $T$ , К: 1—4.2, 2—78, 3—130, 4—170. Штриховые линии — данные расчета: 5 — оже-рекомбинация, 6 — излучательная.

при этом существенную роль в наиболее низкотемпературном диапазоне начинают играть процессы прилипания неосновных носителей заряда на мелкий акцепторный уровень ( $\epsilon_A = 4-6$  мэВ) [3]. На это указывает увеличение  $\tau$  в области низких температур (рис. 6). В этом случае упругая деформация также может заметно изменять темп рекомбинации, поскольку при этом трансформируется боровская энергия и сечение захвата акцептора в модели мелкого водородоподобного центра, характеризуемого состояниями ближайшей валентной зоны. Действительно, при больших деформациях ( $\epsilon_0 > \epsilon_A$ ) энергия ионизации  $\epsilon_A$  практически приближается к нулю. Как видно из рис. 7 (кривая 1), одноосная деформация в этом случае приводит к уменьшению  $\tau$ , что можно связать с понижением глубины залегания акцептора и быстрой обратной тепловой ионизацией захваченных на акцептор дырок.

Таким образом, наряду с изменением кинетических коэффициентов УП  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , связанным с трансформацией энергетического спектра валентной зоны и примесных центров, происходит и изменение рекомбинационных механизмов носителей тока. При этом в случае межзонных переходов одноосная деформация позволяет однозначно идентифицировать собственный механизм рекомбинации, поскольку темп излучательной рекомбинации растет, а темп оже-рекомбинации падает с ростом деформации. Последнее дает возможность по крайней мере в несколько раз повысить предельное теоретическое время жизни носителей заряда недеформированного кристалла, определяемое темпом оже-рекомбинации. Наконец, в случае рекомбинационных переходов через примесные состояния с участием мелких акцепторных уровней одноосное напряжение также заметным образом изменяет темп рекомбинации и может, таким образом, способствовать определению типа рекомбинационного центра. Практический аспект деформационных исследований УП заключается в том, что фотоприемники на основе монокристаллов или эпитаксиальных слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$



в основном работают в охлажденном режиме и, как правило, находятся в упругонапряженном состоянии.

В заключение авторы выражают благодарность Ф. Т. Васько за полезные обсуждения результатов и Э. А. Зинченко за помощь в эксперименте.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] M. A. Kinch, M. I. Brau, A. Simmons. *J. Appl. Phys.*, **44**, 1649 (1973).
- [2] G. Nimtz. *Phys. Reports (Review Section of Physics Letters)*, **63**, 265 (1980).
- [3] Н. Л. Баженов, Б. Л. Гельмонт, В. И. Иванов-Омский, А. А. Малькова, В. К. Огородников, Т. У. Тотиева. *ФТП*, **16**, 109 (1982).
- [4] Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*. М. (1972).
- [5] А. В. Германенко, Г. М. Миньков, О. Э. Рут. *ФТП*, **21**, 2006 (1987).
- [6] А. В. Германенко, Г. М. Миньков, Е. Л. Румянцев, О. Э. Рут, О. В. Инишева. *ФТП*, **23**, 796 (1989).
- [7] Е. Г. Валешко, О. Г. Кошелев, Т. Б. Плескачева. *ФТП*, **8**, 2205 (1974).
- [8] Ф. Т. Васько, С. Г. Гасан-заде, М. В. Стриха, Г. А. Шепельский. *Письма ЖЭТФ*, **50**, 287 (1989).
- [9] Б. Л. Гельмонт. *ЖЭТФ*, **75**, 536 (1978).
- [10] Ф. Т. Васько, М. В. Стриха. *УФЖ*, **35**, 1240 (1990).

Редактор Т. А. Полянская

---