

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОПРОВОДИМОСТИ И ФОТОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С. Г. Гасан-заде, В. В. Богобожий, И. П. Жадько, Э. А. Зинченко,
Г. А. Шепельский

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина
(Получена 8 февраля 1993 г. Принята к печати 13 апреля 1993 г.)

Фотоэлектрические свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.20, 0.30$) p -типа исследованы в низкотемпературном диапазоне, в котором рекомбинационные процессы определяются механизмом Шокли-Рида. Из полевых зависимостей фотомагнитного эффекта определена температурная зависимость подвижности электронов в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в диапазоне 4.2—200 К. Обнаружен захват электронов на уровни прилипания. Особенности спектральных характеристик фотопроводимости при низких температурах ($T < 30$ —40 К), заключающиеся в исчезновении длинноволнового максимума, объясняются механизмом захвата основных носителей тока — дырок на акцепторный уровень, а в случае инверсионного изгиба зон — процессами пространственного разделения носителей в приповерхностной области кристалла.

Интерес к исследованию фотоэлектрических свойств $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа возрос в последние годы в связи с широким применением монокристаллов и эпитаксиальных слоев с дырочной проводимостью для изготовления фотодиодов ИК диапазона. Поскольку наиболее распространенный способ изготовления фотодиодов на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) — создание n^+ -слоя на подложке с дырочной проводимостью, то для характеристик фотодиода важное значение приобретают параметры неравновесных носителей тока в материале p -типа. Между тем исследования фотоэлектрических свойств в p -КРТ по числу работ значительно уступают аналогичным исследованиям на материале n -типа. Прежде всего это относится к диапазону низких температур.

Рекомбинационные процессы в p -КРТ исследовались в ряде работ [1^{–6}]. Оказалось, что в отличие от материала n -типа в p -КРТ наблюдается очень большой разброс экспериментальных данных как в значениях основных параметров неравновесных носителей тока (времени жизни τ , диффузионной длины L , скорости поверхностной рекомбинации s и др.), так и в определении доминирующего механизма рекомбинации в различных температурных диапазонах. Это объясняется прежде всего меньшим совершенством кристаллов p -типа, а также большим различием в условиях роста, отжига и легирования кристаллов в обработках при изготовлении образцов, различным состоянием их поверхности. Большая часть экспериментальных результатов сводится к тому, что в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.20$ —0.30) в температурном диапазоне $T < 150$ —200 К доминирующим в рекомбинационных процессах, как правило, оказывается механизм Шокли-Рида. Исходя из этого, большой разброс во временах жизни ($\tau \approx 1 \cdot 10^{-9}$ — $1 \cdot 10^{-6}$ с) [7] определяется разной концентрацией в кристаллах тех или иных собственных дефектов и примесей. При этом в области низких температур заметную роль могут играть процессы захвата неосновных носителей тока. Подчеркнем, что

низкотемпературному диапазону фотоэлектрических свойств p -КРТ посвящено крайне ограниченное число исследований.

В настоящей работе представлены результаты исследований фотоэлектрических свойств $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ — фотопроводимости (ФП) и фотомагнитного эффекта (ФМЭ) в p -КРТ при низких температурах и, в частности, в области вымораживания свободных дырок на акцепторный уровень. Одновременное измерение стационарной ФП и ФМЭ дает ряд преимуществ, поскольку позволяет независимо определять большее число необходимых параметров неравновесных носителей тока, выявить наличие процессов прилипания. Последнее, как известно, связано с тем, что в монополярном полупроводнике ФМЭ определяется параметрами неосновных носителей.

Эксперимент

Измерения ФП и ФМЭ проводились по стандартным методикам с модуляцией возбуждающего излучения, источником которого служили либо глобар в диапазоне длин волн $\lambda = 1-14$ мкм, либо лазер ЛГ-126 ($\lambda = 3.39$ мкм). При этом выполнялись условия слабого сигнала $\Delta p \ll p$ (Δp — концентрация неравновесных дырок). Концентрация и подвижность основных носителей тока (дырок) определялись из холловских измерений, а подвижность электронов — из полевых зависимостей тока $I_{PME}(H)$.

Исследуемые образцы p -КРТ изготовлялись из монокристаллов, полученных методом направленной кристаллизации и отожженных в насыщенных парах ртути при 400°C . Концентрация активных примесей $N_A - N_D$ определялась по величине коэффициента Холла R_H при температуре истощения примесей ($T = 78$ К) и находилась в пределах $2 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом для определения концентрации свободных дырок значения R_H измерялись в достаточно сильном поле $H > 3-5$ кЭ, когда уже отсутствовала полевая зависимость R_H , и вкладом легких дырок в коэффициент Холла можно пренебречь. Вклад легких дырок в проводимость также несущественный из-за пренебрежимо малой их концентрации благодаря большому отношению эффективных масс тяжелых и легких дырок ($m_{hh}/m_{lh} \gg 1$). Образцы, предварительного полированные химико-механическим способом, протравливались непосредственно перед измерениями в 5% растворе брома в метаноле с последующей промывкой в изобутиловом спирте. У образцов со свежетравленной поверхностью удельное сопротивление при понижении температуры достигает больших значений. В отдельных случаях на поверхность образца наносился анодный окисел (АО). В этом случае в приповерхностной области образцов p -типа возникает инверсный слой с проводимостью n -типа. Поэтому проводимость образца с АО остается достаточно высокой во всем температурном диапазоне. При расчете времен жизни носителей предполагалось, что в диапазоне температур, соответствующих несобственной проводимости ($T \leq 120-150$ К), и для концентраций дырок $p \geq 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ выполняется условие

$$n\mu_n \ll p\mu_p$$

$$n\tau_p \ll p\tau_n$$

В этих условиях эффективная диффузионная длина может быть записана в виде

$$L = \left(\frac{kT}{e} \mu_n \tau_n \right)^{1/2}.$$

Здесь μ_n , τ_n , μ_p , τ_p — подвижности и времена жизни для электронов и дырок соответственно.

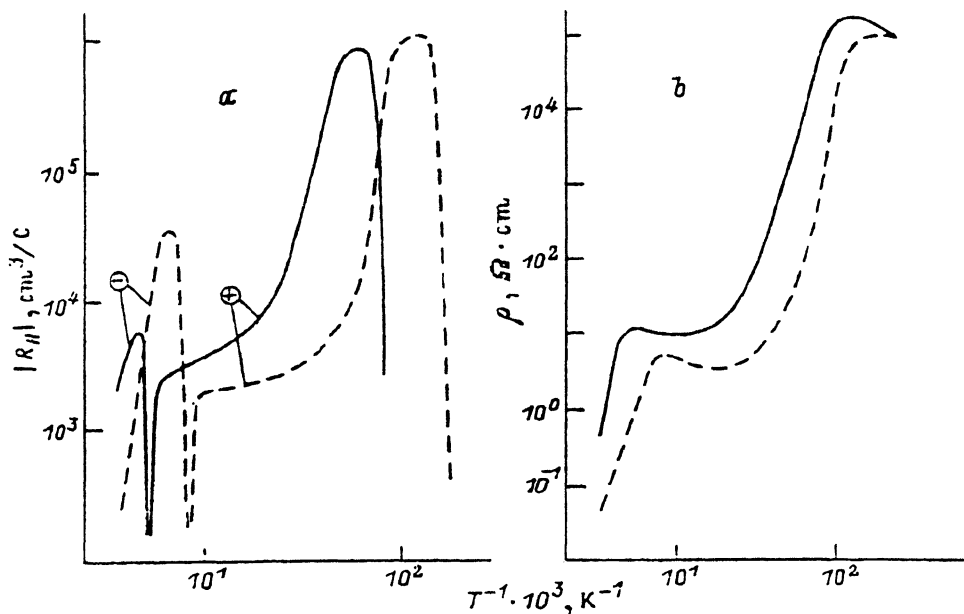


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла (а) и удельного электрического сопротивления (б) для образцов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Образец 1 — сплошные линии: $x=0.30$, $\rho=1.71 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; образец 2 — штриховые линии: $x=0.20$, $\rho=3.29 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены температурные зависимости коэффициента Холла (а) и удельного электрического сопротивления ρ (б) исследуемых образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с составом $x=0.20$ и $x=0.30$. Следует подчеркнуть, что рост удельного сопротивления с понижением температуры оказывается столь сильным, что при $T < 10 \text{ K}$ на большинстве образцов не удается измерить коэффициент Холла. В области же температур $T \geq 15\text{--}20 \text{ K}$ зависимости $\lg R_H(1/T)$ и $\lg \rho(1/T)$ для таких образцов имеют линейный участок с практически одинаковым для одного и того же образца наклоном, что определяется глубиной залегания акцепторного уровня ε_A .

Рис. 2 иллюстрирует полевые зависимости I_{PME} при разных значениях температуры. По изменению наклона зависимости $I_{PME}(H)$ определялась подвижность неосновных носителей тока — электронов в p -КРТ, а также оценивалась скорость поверхностной рекомбинации s . Как видно из рисунка, условие сильного поля для электронов $\left(\frac{\mu_p H}{c} \gg 1\right)$, о чем свидетельствует насыщение полевой характеристики I_{PME} , удается достигать для $x=0.30$ вплоть до температур $T \approx 200 \text{ K}$. Это дает возможность получить из ФМЭ температурную зависимость μ_n в КРТ p -типа в широком диапазоне температур ($4.2\text{--}200 \text{ K}$) — рис. 3, что, насколько нам известно, делается впервые. На рис. 3 приведены и температурные зависимости подвижности основных носителей тока, полученные из холловских измерений. Обращает на себя внимание отчетливый максимум в зависимости $\mu_p(T)$ в области температур $30\text{--}40 \text{ K}$, характерный для компенсированных полупроводников. Значения μ_p в максимуме находятся для разных образцов в пределах $(0.55\text{--}1.7) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Температурные зависимости времени жизни носителей, определенные из ФП и ФМЭ для двух образцов, приведены на рис. 4.

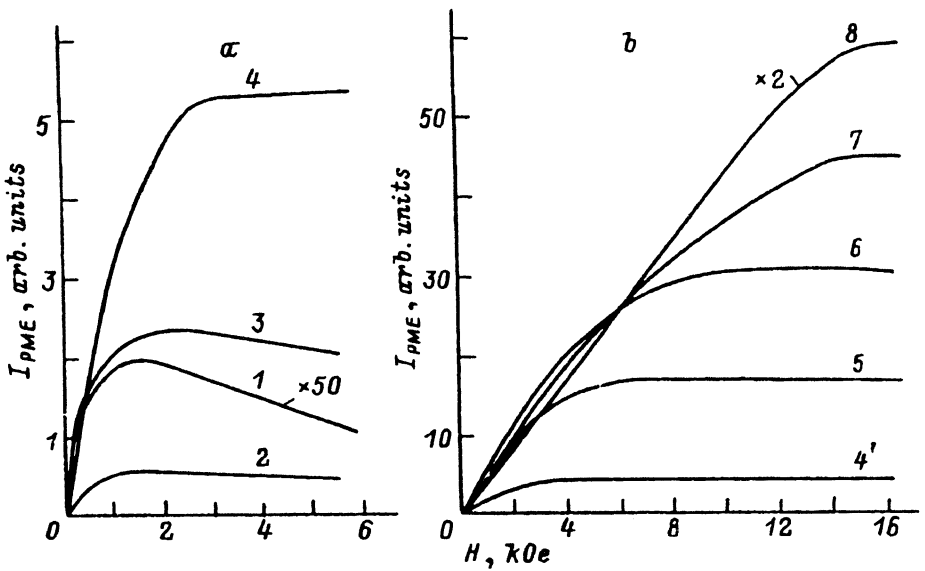


Рис. 2. Полевые зависимости фототока для образца 1 (см. рис. 1) при разных значениях температуры, К: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 80, 4' — 83, 5 — 120, 6 — 160, 7 — 200, 8 — 250.

При выполнении приведенных выше условий для n , p , τ_n и τ_p в исследуемом диапазоне температур можно считать, что $\tau_{PC} \sim \tau_p$, а $\tau_{PME} \sim \tau_n$. Лишь в области достаточно высоких температур, которая, как видно из зависимостей $R_H(1/T)$, соответствует собственной проводимости, для состава $x = 0.20$ преобладает межзонная ударная рекомбинация, а для состава $x = 0.30$ — межзонная излучательная рекомбинация. При этом $\tau_{PME} \approx \tau_{PC}$. При понижении температуры доминирующим оказывается механизм Шокли-Рида — через локальные центры. На некоторых образцах указанный механизм оказывается основным и в области собственной проводимости. Определяемая из наклонов кривых $\tau(1/T)$ глубина залегания рекомбинационного уровня изменяется от образца к образцу и находится в пределах 12—15 мэВ и 30—40 мэВ для состава $x = 0.20$ и 40—60 мэВ для $x = 0.30$.

Наибольший интерес представляет область низких температур, в которой происходит вымораживание свободных дырок на акцепторный уровень. Величина ϵ_A , определяемая по наклону $R_H(1/T)$, зависит от концентрации свободных дырок и у исследованных образцов находится в пределах $\epsilon_A = 3$ —8 мэВ. В этой области температур наряду с крутым спадом τ_{PME} наблюдается заметный рост τ_{PC} . Такое различие в температурных зависимостях τ_{PC} и τ_{PME} характерно для процессов захвата неосновных носителей тока на уровне

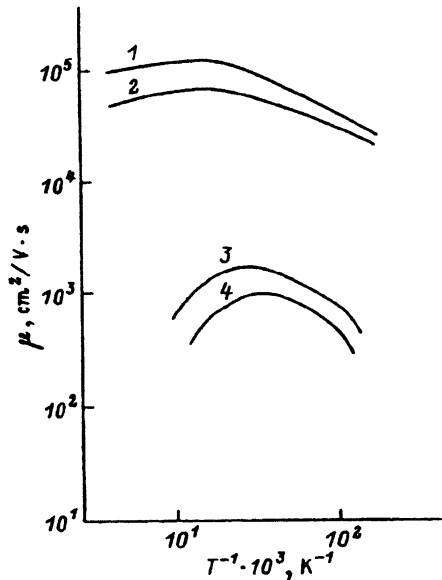


Рис. 3. Температурные зависимости подвижности электронов (кривые 1, 2) и дырок (кривые 3, 4) для образца 1 (2, 4) и 2 (1, 3). Образцы те же, что и на рис. 1.

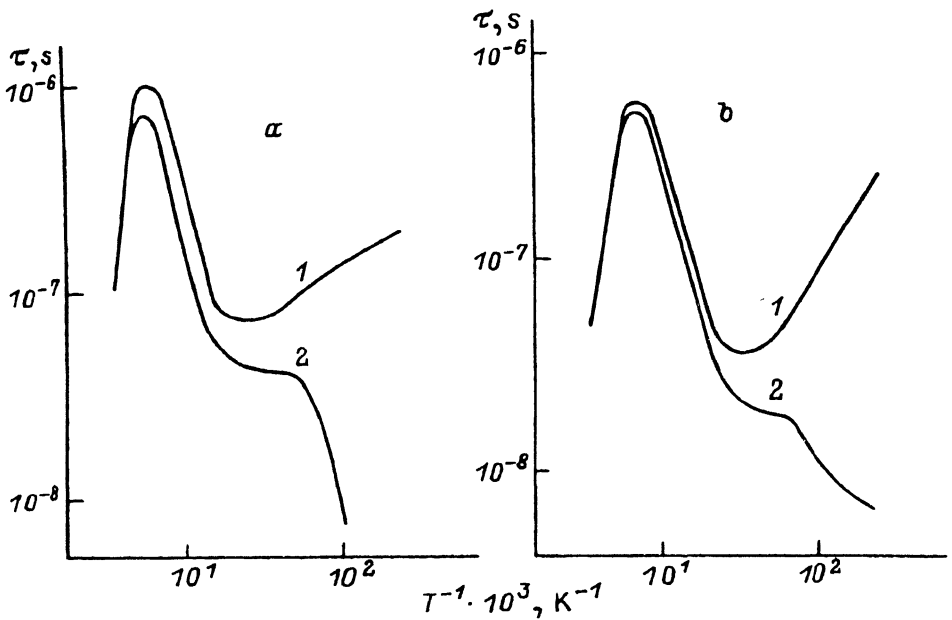


Рис. 4. Температурные зависимости времени жизни τ , определенные из ФП (1) и ФМЭ (2) для образца 1 (а) 2 (б). Образцы те же.

прилипания [8]. Отметим, что рост τ_{PC} в этой области температур в нашем случае не связан с уменьшением темпа излучательной рекомбинации, что наблюдалось в наиболее очищенных кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [4]. Это вытекает из противоположных зависимостей $\tau_{PC}(T)$ и $\tau_{PMC}(T)$ в области низких температур.

Другая особенность низкотемпературного диапазона фотоэлектрических явлений в p -КРТ состоит в исчезновении характерного длинноволнового максимума в спектральной характеристике (СХ) фотопроводимости и в неадекватности данных о параметрах поверхностной рекомбинации, получаемых из анализа СХ ФП и полевых зависимостей I_{PME} . В самом деле, характер полевых зависимостей ФМЭ (рис. 2, а, кривые 1—4) свидетельствует о том, что безразмерная скорость поверхностной рекомбинации $S = sL/D$ (D — коэффициент биполярной диффузии носителей тока) растет с понижением температуры, причем в области 4,2—40 К достигает относительно больших значений. В то же время из анализа характеристик ФП (рис. 5), где величина s определяется соотношением $I_{PC}(0)/I_{PC}(\infty) = 1 + s$, где $I_{PC}(0)$ и $I_{PC}(\infty)$ — величины сигналов в максимуме ФП ($\alpha L \ll 1$, α — коэффициент поглощения) и в области насыщения на СХ ФП ($\alpha L \gg 1$) соответственно, следует, что безразмерная скорость поверхностной рекомбинации падает с понижением температуры, стремясь в пределе к нулю.

Особенности ФП при низких температурах, состоящие прежде всего в исчезновении максимума на СХ в области вымораживания дырок можно объяснить без привлечения поверхностного канала рекомбинации. Для этого, очевидно, достаточно установить при каких условиях время жизни основных носителей тока в приповерхностной области будет по крайней мере не меньше времени жизни в объеме кристалла. При низких температурах, когда уровень Ферми находится у вершины валентной зоны, избыточные электроны быстро захватываются рекомбинационными центрами, так что скорость рекомбинации ν в этом случае ограничена более медленным процессом — захватом дырок на центры рекомбинации: $\nu = r_v p \Delta n_t$, где r_v — сечение захвата дырок, а p и Δn_t — соответ-

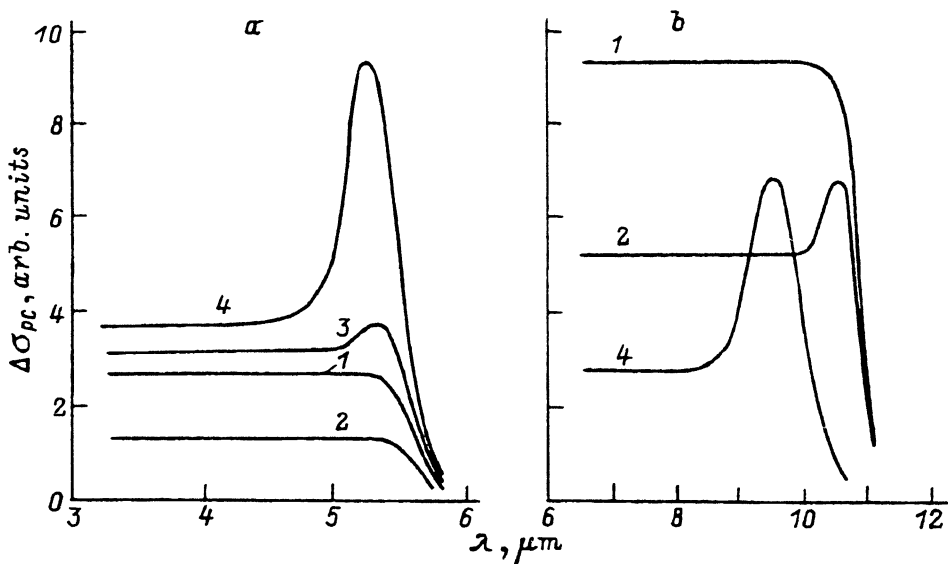


Рис. 5. Спектральные характеристики ФП для образцов 1 (а) и 2 (б) при разных значениях температуры, К: 1 — 4.2, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 80. Образцы те же.

ственно концентрации свободных дырок и электронов, захваченных рекомбинационными центрами. В этих условиях время жизни основных носителей (дырок) определяется выражением [8]

$$\tau_p = \frac{\Delta p}{\nu} = \frac{1\Delta p}{r_{vp}\Delta n_t}, \quad (1)$$

где Δp — концентрация фотодырок.

В отсутствие вымораживания основных носителей $\Delta p \approx \Delta n_t$ и время жизни дырок, согласно (1), обратно пропорционально их концентрации ($\tau_p \sim p^{-1}$). В области вымораживания дырок на акцепторный уровень при генерации избыточных носителей число связанных на акцепторных уровнях дырок возрастает, поскольку свободные и связанные дырки при данной температуре находятся в статистическом равновесии. При увеличении числа связанных дырок на величину Δp_A из условия квазинейтральности следует, что $\Delta n_t = \Delta p + \Delta p_A$, и поэтому

$$\tau_p = \frac{1\Delta p}{r_{vp}\Delta p + \Delta p_A}. \quad (2)$$

Таким образом, при прочих равных условиях в результате захвата дырок время жизни τ_p уменьшается на фактор $\Delta p / (\Delta p + \Delta p_A)$. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными: рост коэффициента Холла и удельного электрического сопротивления исследованных кристаллов с понижением температуры в области вымораживания (рис. 1) значительно сильнее роста τ_p (рис. 4).

С целью выяснения условий уменьшения и последующего полного исчезновения пиков на СХ ФП (которые, как уже отмечалось, определяются более высоким значением τ_p в приповерхностной области) с понижением температуры будет исходить из предположения, что из-за большой плотности поверхностных состояний уровень Ферми на поверхности фиксирован относительно энергетических зон. Тогда при понижении температуры и соответствующем опускании уровня Ферми в объеме образца захват избыточных дырок вблизи поверхности будет сильнее, поскольку уровень акцептора относительно уровня Ферми в

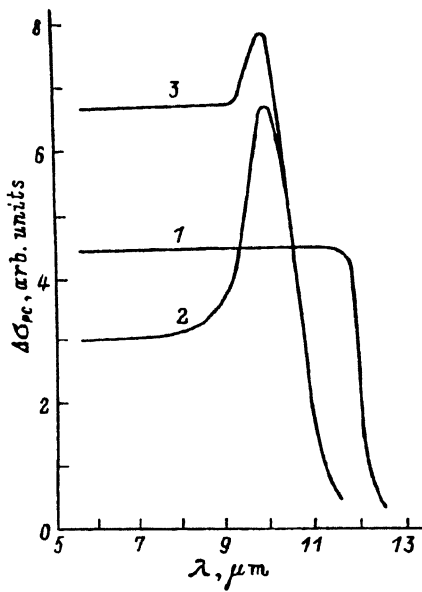


Рис. 6. Спектральные характеристики ФП для образца $p\text{-Cd}_{0.195}\text{Hg}_{0.805}\text{Te}$ ($p = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) с анодным окислом (1, 2) и без АО (3) при температурах, К: 1 — 4.2, 2, 3 — 80.

приповерхностной области находится ниже, нежели в объеме. Это ведет к уменьшению τ_p у поверхности. Однако, с другой стороны, фиксированное положение уровня Ферми на поверхности приводит к уменьшению плотности дырок p в приповерхностной области и, согласно (2), к росту τ_p . Дифференцирование τ_p относительно энергии Ферми [8] позволяет определить условие, при котором время жизни дырок в приповерхностной области будет превосходить τ_p в объеме

$$\frac{2p_A}{N_A} < 1 + \frac{2\Delta p}{\Delta p_A}. \quad (3)$$

Поскольку $p_A = N_A - N_D - p$, то очевидно, что в случае компенсированных кристаллов (а

именно такими являются исследованные образцы) условие (3) легко достижимо. Также весьма достоверным представляется и исходное предположение о том, что уровень Ферми на поверхности полупроводника фиксирован в запрещенной зоне на достаточно большом энергетическом расстоянии от потолка валентной зоны, поскольку такое предположение по своей сути эквивалентно надежно установленному факту для образцов, p -КРТ — наличие истощающего изгиба зон у поверхности при образовании окисла (см., например, [9]).

Наличие сильного истощающего изгиба зон у освещаемых поверхностей p -КРТ позволяет существенно расширить и углубить представления о природе особенностей фотоэлектрических явлений в этом полупроводнике при низких температурах. Действительно, в этом случае направленный к поверхности дрейф неосновных носителей в поле приповерхностного изгиба зон приводит к резкому росту эффективной скорости поверхностной рекомбинации, значение которой в первом приближении может быть представлено в виде [10]: $s^* = se^{\varphi}/kT$, где s — истинное значение скорости поверхностной рекомбинации, φ — электростатический потенциал на поверхности, характеризующий величину изгиба зон. Такой характер зависимости s^* качественно подтверждается результатами исследования полевых характеристик ФМЭ: с понижением температуры на зависимостях $I_{PME}(H)$ появляется все более отчетливый максимум, что свидетельствует о росте s^* . С другой стороны, в поле истощающего изгиба зон возникает и другой эффект — пространственное разделение неравновесных носителей, приводящий к росту τ_p в приповерхностной области, что позволяет в итоге независимо объяснить особенности СХ ФП при низких температурах. Разделение неравновесных носителей особенно эффективно на n - p -переходе, т. е. в случае инверсионного изгиба зон, который возникает в p -КРТ при анодном окислении его поверхностей. Спектральные зависимости, приведенные на рис. 6, показывают, что окисление поверхности приводит к существенному увеличению s^* при 80 К (рис. 6, кривые 2, 3). Однако с понижением температуры пик на СХ ФП падает и в конечном итоге полностью исчезает (рис. 6, кривая 1). Этот факт, по нашему мнению, свидетельствует о доминирующем вкладе в особенности СХ ФП механизма, связанного с пространственным разделением фотоносителей в приповерхностной области кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в случае инверсионного изгиба зон.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, Ю. В. Лиленко, А. С. Петров. ФТП, 15, 676 (1981).
- [2] А. В. Войцеховский, Ю. В. Лиленко. ФТП, 15, 1457 (1981).
- [3] D. L. Polla, C. E. Jones. J. Appl. Phys., 52, 5118 (1981).
- [4] Н. Л. Баженов, В. И. Иванов-Омский, Н. И. Константинова, В. К. Огородников. ФТП, 16, 2202 (1982).
- [5] S. T. Schechman, E. Finkman. J. Appl. Phys., 57, 2001 (1985).
- [6] R. Fastow, Y. Nemirovsky. J. Vac. Sci. Technol. A, 8, 1245 (1990).
- [7] R. Fastow, D. Goren, Y. Nemirovsky. J. Appl. Phys., 68, 3405 (1990).
- [8] R. A. Laff, H. Y. Fan. Phys. Rev., 121, 53 (1961).
- [9] R. B. Schoolar, B. K. Janousek, R. M. Alt, R. C. Carcallen, H. I. Daughtery, A. A. Fote. J. Vac. Sci. and Technol., 21, 164 (1982).
- [10] Г. Л. Бир. ФТТ, 1, 67 (1959).

Редактор В. В. Чалдышев
