

РЕКОМБИНАЦИЯ В $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ ($x \approx 0.28-0.35$, $y \approx 0.01-0.02$)

Баранский П. И., Беляев А. Е., Горбатюк И. Н., Комиренько С. М.,
Раренко И. М., Шевченко Н. В.

Исследованы рекомбинационные процессы в твердых растворах CdMnHgTe . Получены температурные зависимости удельного сопротивления, коэффициента Холла и времени жизни неравновесных носителей заряда. Установлено, что рекомбинация носителей контролируется наличием в запрещенной зоне двух примесных уровней.

Твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) в настоящее время являются базовым материалом для полупроводниковой инфракрасной (ИК) фотоэлектроники. Однако их повышенная чувствительность к внешним воздействиям [давлению, окружающей среде, пластической деформации и т. д. (см., например, [1])], во многом обусловленная низкой стабильностью связей в системе $\text{CdTe}-\text{HgTe}$, приводит к необходимости поиска альтернативных материалов. В работе [2] было высказано предположение, что замена подрешетки CdTe на MnTe может придать соединению большую стабильность. Несмотря на это, в литературе имеется очень мало данных по изучению рекомбинационных процессов в $\text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (МРТ), а в отношении четырехкомпонентных соединений $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ (КМРТ) такие данные практически отсутствуют. Поэтому в данной работе мы предприняли попытку выяснить, какие процессы контролируют в КМРТ время жизни неравновесных носителей заряда (τ_{HNS}), являющееся важнейшим параметром, определяющим чувствительность фотодетектора.

Специально не легированные кристаллы $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ были выращены модифицированным методом зонной плавки. Шайбы толщиной ≈ 1 мм, вырезанные из середины слитка, отжигались в парах ртути с целью гомогенизации твердого раствора и конверсии типа проводимости из p -типа в n -тип. Образцы для исследований изготавливались в виде прямоугольного параллелепипеда (типичные размеры $5 \times 1.5 \times 0.6$ мм) из отожженных шайб. С целью уменьшения скорости поверхностной рекомбинации при травлении образцов использовался раствор Br_2 в диметилформамиде с последующей двукратной промывкой в этиленгликоле, трехкратной — в изопропиловом спирте, а затем — в дистиллированной воде. Омические контакты наносились сплавлением индия. На образцах n -типа проводимости с разностной концентрацией $N_D - N_A \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью при $T \approx 4.2 \text{ К} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ проводились измерения температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho(T)$, коэффициента Холла $R_H(T)$ и $\tau_{\text{HNS}}(T)$. Полученные из измерений $R_H(T)$ данные использовались для расчета рекомбинационных параметров при объяснении зависимости $\tau(T)$. При этом зависимость запрещенной зоны от состава и температуры $E_g(x, y, T)$ рассчитывалась по методу виртуального кристалла [3]. Величина E_g 300 К, рассчитанная таким образом (состав определялся на рентгеновском микроанализаторе SAMSKAN), отличается от ширины запрещенной зоны, измеренной по краю оптического поглощения $E_g^{(\alpha)}$ 300 К не более чем на 7%.

Время жизни неравновесных носителей заряда измерялось по кинетике фотответа в диапазоне температур 60—300 К. Для возбуждения использовался импульсный твердотельный инжекционный GaAs-лазер ЛПИ-103 ($\lambda \sim 0.9 \text{ мкм}$), генерирующий прямоугольные импульсы с частотой 50 Гц. Длительность импульса

составляла 140 нс, что позволяло достаточно надежно измерять времена жизни на уровне ≥ 0.1 мкс.

В месте расположения образца на площадку 1 см^2 в импульсе падало $\sim 1.7 \times 10^{13}$ квантов. Таким образом, без учета рассеяния поток составлял $\sim 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Учитывая то обстоятельство, что длина амбиполярной диффузии в образцах n -типа $\sim 10^2$ мкм, а скорость поверхностной рекомбинации после обработки поверхности полирующим травителем $\sim 10^3 \text{ см/с}$, оказалось возможным регистрировать эффективное время жизни при низком уровне инжекции неравновесных носителей в объем образца. При измерениях выделялась экспоненциальная длинновременная часть сигнала фототовета, который снимался с нагрузоч-

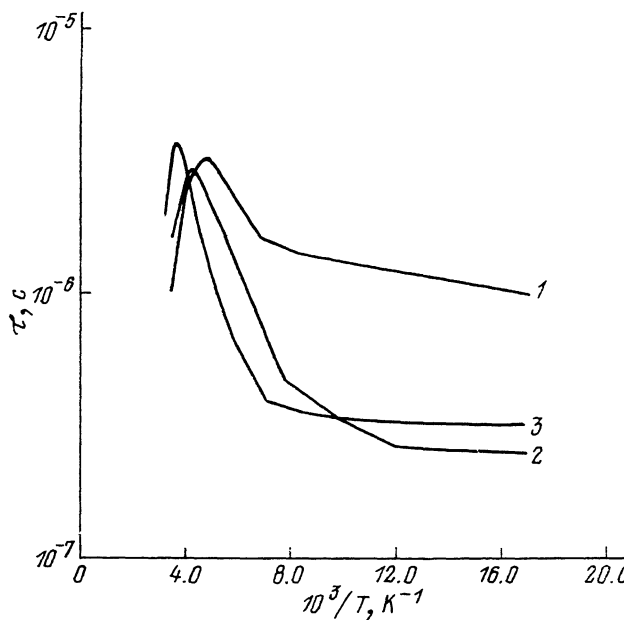


Рис. 1. Зависимости $\tau_{\text{ННЗ}} (10^3/T)$ для образцов 1—3.

ного сопротивления, включенного последовательно с образцом в режиме постоянного поля. Зависимость амплитуды длинновременной части сигнала от интенсивности облучения и сопротивления нагрузки была линейной. Значения измеренных времен жизни периодически контролировались при помощи CO_2 -лазера с модулированной добротностью ($\lambda \approx 10.6$ мкм), а также на установке, использующей для определения фотоэлектромагнитный эффект τ . Оба метода во всех случаях подтверждали совпадение значения определенного нами τ с объемным временем жизни ННЗ. Для объяснения зависимостей $\tau(T)$ мы применили подход, использованный в работе [4].

Ранее [5] нами были рассмотрены рекомбинационные механизмы в соединениях МРТ n -типа с $x \approx 0.01$, где для описания температурных зависимостей τ было предложено три механизма: рекомбинация через локальный центр в модели Шокли—Рида (τ_{SR}), излучательная (τ_R) и зона-зонная (τ_A) оже-рекомбинации. Используя энергию центров рекомбинации (E_i) и их концентрацию (N_i) как подгоночные параметры, удалось показать, что объемные кристаллы МРТ n -типа проводимости с $N_D - N_A \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x \approx 0.01$) характеризуются наличием в запрещенной зоне достаточно эффективных рекомбинационных центров с $E \approx E_g + 70$ мэВ, концентрация которых в значительной степени зависит от режима термоотжига в парах ртути при изготовлении материала n -типа. Энергетические уровни с такой глубиной залегания обнаруживались многими авторами и в КРТ (см., например, [1, 4]). Представляется вероятным, что такие локальные состояния в запрещенной зоне могут быть образованы при участии вакансионных комплексов Hg [6].

На рис. 1 представлены температурные зависимости τ для трех образцов КМРТ. Для удовлетворительного описания зависимости $\tau(T)$ образца 1 достаточно учета трех механизмов рекомбинации, имеющих место в МРТ. Однако попытка ограничиться тремя рекомбинационными механизмами для описания $\tau(T)$ образцов 2 и 3 дает сильно завышенные значения τ в области высоких температур. Чтобы преодолеть это несоответствие, мы по аналогии [7] ввели в рассмотрение оже-рекомбинацию через ионизированный донор (τ_{Ad}) (рис. 2), используя модель, описанную в [8], и предполагая захват электрона из зоны

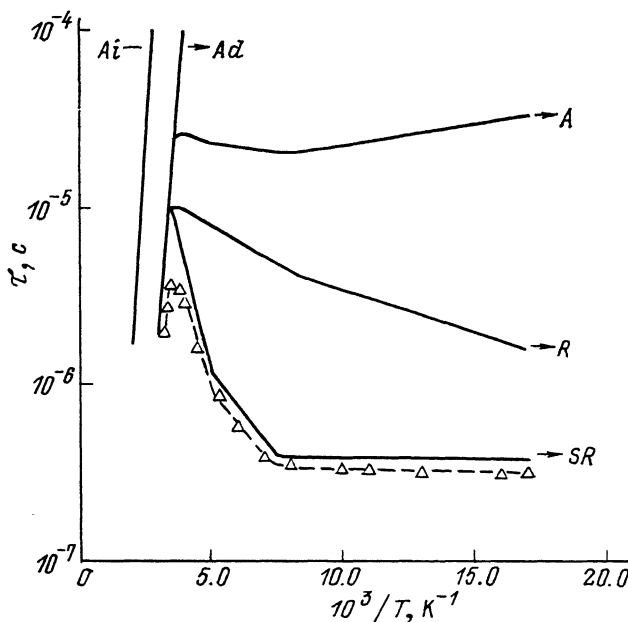


Рис. 2. Механизмы рекомбинации (образец 3).

Треугольники — экспериментальные точки, штриховая линия — теоретическая кривая с учетом механизмов, обсуждаемых в тексте. A_i — собственная оже-рекомбинация.

проводимости на заряженный глубокий донор с передачей энергии другому свободному электрону. При этом τ_{Ad} можно оценить из соотношения $\tau_{Ad}^{-1} = T_1 N_d^+ n_0$, где N_d^+ — концентрация заряженных доноров, участвующих в оже-процессе. Такой подход приводит к появлению в расчетах еще двух подгоночных параметров: E_d — энергетического зазора между ионизирующимся донором и зоной проводимости и T_1 — коэффициента оже-рекомбинации, рассмотренного

№ образца	x	y	E_g^{α} 300 К, мэВ	E_{t_1} , мэВ	E_{t_2} , мэВ	E_d , мэВ	N_{t_1} , см^{-3}	N_{t_2} , см^{-3}	T_1 , $\text{см}^2/\text{с}$
1	0.282	0.006	273	124	—	—	1.1×10^{14}	—	—
2	0.310	0.010	335	124	70	-212	3.64×10^{14}	4.2×10^{14}	6×10^{-24}
3	0.3436	0.0193	384	124	—	-260	6.7×10^{14}	—	1.25×10^{-23}

в работах [8, 9]. Исходя из данных работ [4] и [10], мы положили сечения захвата носителей шокли-ридовскими центрами ($\sigma_n \cong \sigma_p$) по порядку величины равными $1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Значения полученных рекомбинационных параметров приведены в таблице. Обращает на себя внимание наличие во всех трех образцах эффективного рекомбинационного уровня $E_{t_1} \cong E_g + 125 \text{ мэВ}$, который определяет значение τ_{t_1} при низких температурах. Уровень $E_{t_2} \cong E_g + 70 \text{ мэВ}$ обнаруживает себя только в образце 2. При этом N_{t_2} сопоставима с N_{t_1} . Анализируя кривые для образцов 2 и 3 (рис. 1), можно заметить, что уровень E_{t_1} , работающий в низкотемператур-

ном диапазоне как локальный рекомбинационный центр в запрещенной зоне, при $T \geq 220$ К начинает проявлять себя как ионизующийся донор, определяющий эффективную оже-рекомбинацию. Результаты холловских измерений не противоречат этому предположению. Действительно, для описания $R_H(T)$ образца 1 (рис. 3, кривая 1) достаточно рассмотреть лишь изменение концентрации носителей тока в зоне проводимости за счет термического заброса из валентной зоны, в то же время расчетные зависимости $R_H(T)$ для образцов 2 и 3 (рис. 3, кривые 2 и 3) лучше аппроксимируют экспериментальные данные, если дополнительно учесть ионизацию глубокого донорного уровня. Такой учет дает небольшой вклад в $R_H(T)$, но существенно проявляется на зависимостях $\tau(T)$, поскольку темп оже-рекомбинации через ионизующийся донор квадратичен по отношению к концентрации электронов. То обстоятельство, что для образцов

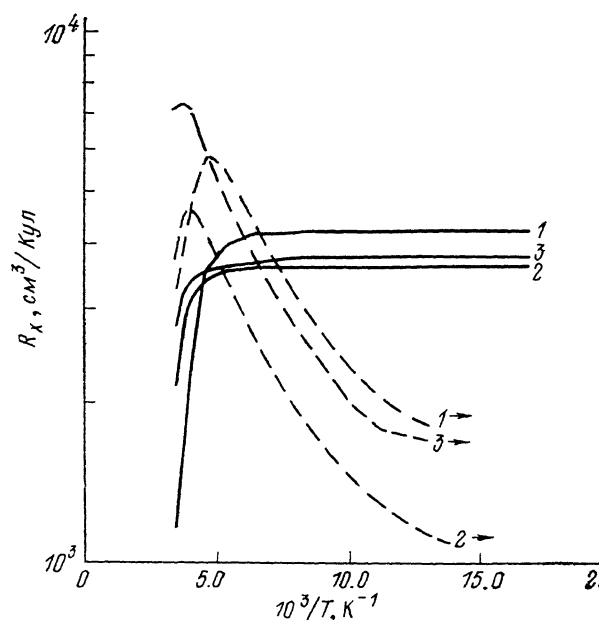


Рис. 3. Зависимости $R_H(10^3/T)$ (сплошные кривые) и $\rho(10^3/T)$ (штриховые) для образцов 1—3.

с различным составом E_t , фиксируется по отношению к валентной зоне во всем исследуемом интервале температур, позволяет предположить, что этот уровень не является простым донором или акцептором. Вероятно, этот уровень определяется изоэлектронной примесью, замещающей атомы элемента, формирующего валентную зону.

Энергетический уровень $E_g + (120 \pm 14)$ мэВ был обнаружен также и в МРТ p -типа ($x \cong 0.18$) авторами [10], которые, используя метод DLTS, пришли к выводу, что этот уровень не является простым дефектом типа Шокли—Рида, а носит более сложный характер, обусловленный, если исходить из близости экспериментально установленных сечений захвата для электрона σ_n и дырки σ_p ($\cong 1 \times 10^{-16}$ см²), высокой вероятностью того, что процесс захвата носителей тока может проходить при участии двух частиц. В нашем случае, как видно из таблицы, N_t растет с увеличением y . Учитывая, что в КРТ уровень E_t не проявляется, можно заключить, что наличие этого уровня в запрещенной зоне КМРТ ($E_g > 250$ мэВ) и его рекомбинационная эффективность связаны с присутствием в соединении марганца (или сопутствующих ему неконтролируемых примесей).

Таким образом, установлено, что указанные выше рекомбинационные процессы в КМРТ $x \cong 0.28 - 0.35$, $y \cong 0.006 - 0.02$ при $60 \leq T \leq 220$ К контролируются наличием в запрещенной зоне по меньшей мере двух уровней — $E_t \cong E_g + (124 \pm 7)$ и $E_{t_2} \cong E_g + (70 \pm 5)$ мэВ. При этом особый интерес представляет уровень E_{t_2} , определяющий в ряде случаев рекомбинацию во всем исследуемом интервале температур (60—300 К).

- [1] Баранский П. И., Беляев А. Е., Городничий О. П., Комиренко С. М. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 121—125.
- [2] Wall A., Caprile C., Franciosi A., Reifenberder R., Debska U. // J. Vac. Sci. Techn. 1986. V. A314. P. 818—822.
- [3] Debska U., Dietl T., Grebecki G., Janik E., Kierzek-Pecold, Klinkiewicz M. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 64. N 2. P. 707—713.
- [4] Pratt R. G., Hewett J., Capper P., Jones C. L., Judd N. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 7. P. 2377—2385.
- [5] Баранский П. И., Беляев А. Е., Боднарук О. А., Горбатьюк И. Н., Комиренко С. М., Раренко И. М. Шевченко Н. В. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1490—1493.
- [6] Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники. Киев, 1984. 256 с.
- [7] Schils J., N'Guen Duy T. // Semicond. Sci. Techn. 1988. V. 3. N 10. P. 992—994.
- [8] Стриха М. В., Ясневич И. Н. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 9. С. 1715—1717.
- [9] Landsberg P. T. // Phys. St. Sol. 1970. V. 41. N 2. P. 457—489.
- [10] Dobaczewski L., Janik E., Karczewski G. // V Int. Conf. II—IV Comp. Berlin (West). 1989. MO-P-54.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 20.08.1990
Принята к печати 15.03.1991