

УДК 548.571;548.4;621.315.592

© 1990

РОЛЬ МАЛОУГЛОВЫХ ГРАНИЦ В ИЗМЕНЕНИИ РЕКОМБИНАЦИОННОЙ АКТИВНОСТИ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ КРИСТАЛЛОВ n -Cd_xHg_{1-x}Te ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАЗВУКА

К. А. Мысливец, Я. М. Олих

Методом релаксации фотопроводимости ($\lambda = 10.6$ мкм) исследованы температурные (77—200 К) зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда в подвергнутых ультразвуковой обработке кристаллах n -Cd_xHg_{1-x}Te ($x \sim 0.22$) с линейной плотностью малоугловых границ в пределах $10-80$ см⁻¹. На основании данных о параметрах центров рекомбинации ($E_r \approx 32 \div 64$ мэВ, $N_r \approx 10^{14} \div 10^{16}$ см⁻³, $C_r \approx (0.6 \div 4.2) \times 10^{-9}$ см³/с) и электрофизических характеристик (n_0 , μ_n), их изменений в зависимости от режимов ультразвуковой обработки рассмотрены возможные механизмы УЗ преобразований в системе точечных структурных дефектов данных кристаллов.

Изменение свойств кристаллов под воздействием ультразвука (УЗ) связано с преобразованиями в структуре дефектов материала [1]. Механизм таких преобразований в полупроводниковых твердых растворах Cd_xHg_{1-x}Te (КРТ) значительно сложнее, и его выяснение требует привлечения наряду с ранее использованными акустическим [2] и холловским [3] дополнительных методов. Известными возможностями обладают фотоэлектрические (ФЭ) методы, привлечение которых целесообразно и потому, что обнаружено прямое влияние УЗ обработки на время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) в кристаллах n -КРТ [4].

Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию закономерностей изменения рекомбинационных характеристик кристаллов n -Cd_xHg_{1-x}Te ($x \approx 0.21 \div 0.23$) с различной линейной плотностью малоугловых границ (МУГ) в диапазоне $N_{МУГ} \approx 10 \div 80$ см⁻¹, подвергнутых УЗ обработке (УЗО) с целью выяснения механизма такого воздействия.

Номер образца, $N_{МУГ}$, см ⁻¹ , состав	~Режимы УЗО		Экспериментальные данные			Расчетные параметры		
	f , МГц	$W \cdot 10^{-3}$, Вт/м ²	$n_0 \cdot 10^{-14}$, см ⁻³	$\mu_n \cdot 10^{-5}$, см ² /В · с	$\tau \cdot 10^6$, с	E_a , мэВ	$N_a \cdot 10^{-15}$, см ⁻³	$C_n \cdot 10^9$, см ³ /с
210-А	—	—	5.3	2.4	1.0	40	7.6	1.8
10—15	2.0	1—2	5.3	2.3	0.8	49	0.8	2.3
$x \sim 0.23$	2.0	4—6	6.3	1.7	1.7	41	7.0	0.8
231-А	—	—	4.4	2.2	1.7	36	11.1	1.3
70—80	11.5	1—2	4.8	2.0	0.8	59	0.2	2.6
$x \sim 0.23$	11.5	4—6	4.8	2.0	3.0	50	1.5	0.7
210-Б	—	—	4.8	1.6	0.5	53	1.1	4.1
10—15	30.0	1—2	4.7	2.2	0.5	64	0.1	4.2
$x \sim 0.23$	—	—	—	—	—	—	—	—
231-Б	—	—	4.5	2.1	2.0	33	11.0	1.1
70—80	30.0	1—2	4.4	2.5	3.5	32	9.3	0.6
$x \sim 0.23$	—	—	—	—	—	—	—	—
65-С	—	—	3.3	2.2	6.0	—	—	—
25—30	5.1	1—2	3.0	2.8	1.5	—	—	—
$x \sim 0.215$	5.1	6—8	3.5	3.1	1.0	—	—	—

Исследовано пять образцов n -КРТ с близкими электрофизическими (ЭФ) параметрами: $n_0 = (3 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_n = (1.5 \div 2.5) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 77 \text{ К}$. Плотность дислокаций во всех образцах была сравнима $(4 \div 7) \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Различались образцы именно плотностью МУГ (см. таблицу). Контроль ЭФ параметров (n_0 , μ_n) при $T = 77 \text{ К}$ до и после УЗО осуществлялся методом эффекта Холла в магнитном поле $B = 0.1 \text{ Тл}$. Время жизни ННЗ в диапазоне температур $77 - 200 \text{ К}$ измерялось методом релаксации фотопроводимости на длине волны $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$. УЗО проводилась на продольных волнах при комнатной температуре в течение $20 - 30 \text{ мин}$. Режимы УЗО различались по частоте f_0 и интенсивности W ультразвука (см. таблицу).

Выбор частоты УЗО f_0 проводился исходя из обнаруженного ранее «резонансного» характера УЗ воздействия на ЭФ свойства кристаллов

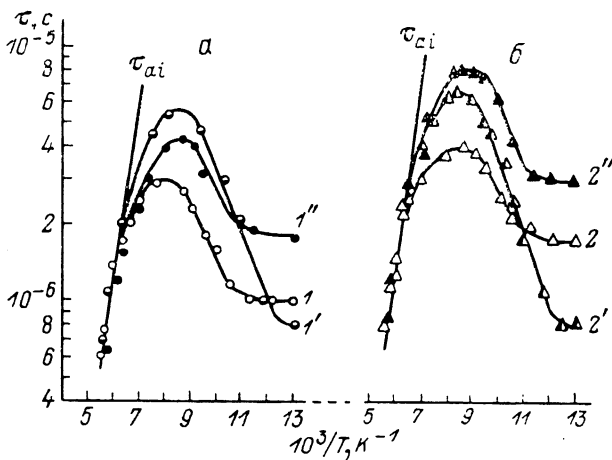


Рис. 1. Температурные зависимости времени жизни τ до УЗО (1, 2), после УЗО-1 (1', 2') и после УЗО-2 (1'', 2'').

a — образец 210-А, b — образец 231-А.

КРТ, содержащих МУГ. Частота f_0 соответствовала резонансной частоте f_0 , определяемой средними размерами субблочной структуры каждого исследованного образца [2, 3] (см. таблицу). Для сравнения образцы 210-Б и 231-Б обрабатывались на другой, более высокой частоте ($f_0 = 30 \text{ МГц}$). Повторная УЗО-2 проводилась на той же частоте, что и УЗО-1, но с интенсивностью примерно в четыре раза выше.

Для исключения поверхностных эффектов все образцы после УЗО подвергались химическому травлению. Контроль структуры протяженных дефектов на поверхности исследованных образцов показал, что использованные в работе режимы УЗО не привели к ее изменению.

Температурные зависимости времени жизни ННЗ τ до и после УЗО-1, УЗО-2 приведены на рис. 1—3 (τ_{ai} — расчет времени жизни для Оже-механизма рекомбинации в области собственной проводимости). Известно, что в области собственной проводимости ($T > 150 \text{ К}$) доминирующим механизмом рекомбинации в кристаллах n -КРТ ($x \sim 0.2$) является Оже-процесс [5, 6]. Теоретические оценки показывают, что для исследованных образцов при $T > 150 \text{ К}$ Оже-механизм определяет температурный ход τ (рис. 1—3). Отметим, что используемые режимы УЗО не приводят к заметным изменениям τ в области собственной проводимости, т. е. фундаментальные параметры образцов (E_g , n_i , x) не меняются.

Значительные изменения зависимостей $\tau(T)$ наблюдаются в области примесной проводимости ($T < 150 \text{ К}$), где реализуется шокли-ридовский (Ш—Р) механизм рекомбинации через глубокие акцепторные уровни [5—8]. Используя методику расчета параметров таких рекомбинационных центров (РЦ) в рамках модели Ш—Р, можно провести количественный анализ преобразований, происходящих в результате УЗО, в си-

стеме точечных дефектов кристаллов n -КРТ. С учетом специфики данных кристаллов (большая концентрация РЦ $N_a \gg n_0$, глубокое их энергетическое положение относительно потолка валентной зоны, малый коэффициент захвата электронов $C_n/C_p \ll 1$ в силу электроотрицательности РЦ, преобладание электронной составляющей в фоточувствительности $\mu_n/\mu_p \sim 10^2$ и др.) электронное время жизни описывается простым выражением [4, 7]

$$\tau_n = \frac{1}{C_n N_a} \frac{N_{va} + N_a}{n_0}, \quad (1)$$

где $N_{va} = N_a \exp(-E_a/kT)$. По экспериментальным зависимостям $\tau(T)$, имеющим характерный для Ш—Р механизма термоактивационный участок,

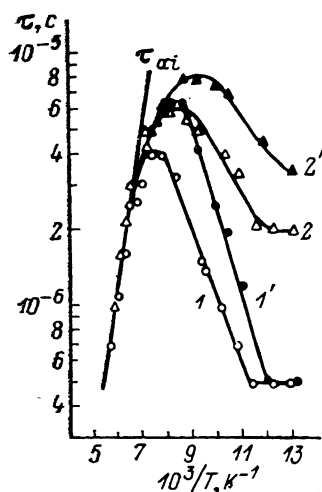


Рис. 2. Температурные зависимости времени жизни для образца 210-Б до УЗО (1) и после УЗО-1 (1') и образца 231-Б до УЗО (2) и после УЗО-1 (2').

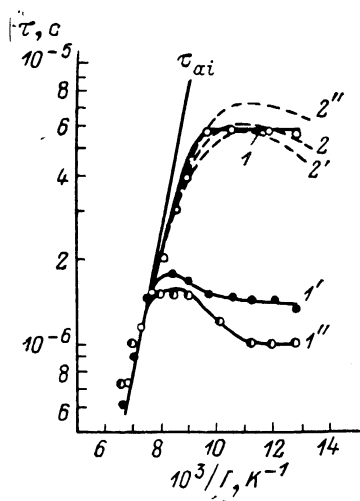


Рис. 3. Температурные зависимости времени жизни для образца 65-С до УЗО (1), после УЗО-1 (1') и после УЗО-2 (1''). Теоретические зависимости $\tau_a(T)$ для Оже-механизма рекомбинации в области примесной проводимости до УЗО (2), после УЗО-1 (2') и после УЗО-2 (2'').

на основе (1) проведен расчет следующих параметров РЦ: E_a — энергия активации a -уровней относительно потолка v -зоны, N_a — их концентрация, C_n — коэффициент захвата электронов [4]. Рекомбинационная активность (РА) центров рекомбинации, рост (падение) которой проявляется в уменьшении (увеличении) времени жизни ННЗ, определяется концентрацией РЦ и значением коэффициента захвата электронов. Результаты расчетов и экспериментальные данные сведены в таблицу.

1) РЦ, определяющие величину τ при $T < 150$ К, характеризуются следующими параметрами: $E_a \approx 32 \div 64$ мэВ, $N_a \approx 10^{14} \div 10^{16}$ см $^{-3}$, $C_n \approx (0.6 \div 4.2) \cdot 10^{-9}$ см 3 /с. Уровни с такими параметрами типичны для всех исследованных образцов, как исходных, так и прошедших УЗО. Последнее позволяет утверждать, что изучаемые РЦ имеют одну и ту же природу и являются вероятнее всего дефектами вакансионного типа в металлической подрешетке кристалла КРТ, т. е. $(V_{Hg})_n$ [7, 8]. Разброс значений E_a , C_n , N_a в исходных образцах и величина их изменений в результате УЗО свидетельствуют, что ФЭ активное состояние РЦ (а значит, и их РА) различно.

2) УЗО-1 уменьшает рекомбинационную активность РЦ, особенно в «резонансном» режиме: уменьшается N_a (в 10—50 раз), увеличиваются E_a и C_n . Повторная УЗО-2 качественно меняет характер преобразований. Начинает преобладать процесс генерации (активации) РЦ, растет РА (увеличивается в ~ 10 раз N_a , уменьшаются E_a и C_n). В результате УЗО

происходит изменение и ЭФ параметров исследованных кристаллов. Величина этих изменений, как и в [3], также зависит от режима УЗО.

3) Механизм преобразований РЦ исследованных образцов во многом определяется их исходным состоянием и режимом УЗО. Скорость протекания процессов преобразований в системе точечных дефектов связана, как и при термоотжиге [9], с их коэффициентами диффузии D и величиной градиента химического потенциала. В отличие от термоотжига для УЗО существенным является: а) иной характер пространственного распределения температуры по кристаллу, б) зависимость D от интенсивности УЗО (D возрастает в $\sim 10^3$ раз [10]).

Одним из возможных механизмов преобразований в системе дефектов, определяющих Ш—Р рекомбинацию в кристаллах n -КРТ, является гетерирование их на стоки (МУГ, дислокации) с последующей рекомбинационной «деактивацией» [4]. Учитывая малое значение коэффициента диффузии вакансий ртути ($D_v \approx 10^{-16}$ м²/с при $T=300$ К [9]), требуемые для эффективной очистки всего объема кристалла путем стока вакансий времена составляют $\sim 10^6 \div 10^7$ с. Поскольку время УЗО $t_0 \sim 10^3$ с, то более вероятны обратный диффузионный поток атомов Hg ($D_{\text{Hg}} \approx 3 \cdot 10^{-11}$ м²/с [9]) со стоков и «залечивание» ими вакансионных дефектов. Такой внутренний термоакустический отжиг должен приводить наряду с уменьшением N_a к увеличению μ_n . Подобный механизм позволяет объяснить результаты УЗО-1 в «нерезонансном» режиме ($f_0=30$ МГц, образцы 210-Б, 231-Б): в режиме бегущей волны не происходит пространственной модуляции температуры по кристаллу из-за диссипации акустической энергии, а имеет место более равномерное распределение тепловыделений в соответствии с распределением дислокаций в объеме кристалла.

4) В «резонансном» режиме УЗО источники тепла локализуются (за счет поглощения УЗ) в пучностях колебательной скорости, т. е. на МУГ. Преобразования в системе точечных дефектов в этом случае происходят с участием МУГ и вблизи МУГ.

При сравнительно небольших интенсивностях УЗО-1, как и в процессе низкотемпературного отжига ($T < 300$ °С [9]), возможна коагуляция вакансий ртути (когда N_a выше равновесного значения для данной температуры [9]), в том числе и образование нейтральных комплексов с обязательным участием РЦ, с одной стороны, и дефектов, связанных на дислокациях и МУГ, — с другой. Такая модель укрупнения вакансионных комплексов при УЗО позволяет объяснить наблюдаемые изменения ЭФ и ФЭ параметров образцов 210-А, 231-А (см. таблицу). Например, уменьшение μ_n — более сильным рассеянием электронов на вакансионных комплексах [11]; увеличение n_0 — ростом числа нескомпенсированных донорных дефектов; изменение E_a и C_n — влиянием энергетического барьера, образованного пространственным зарядом окружения РЦ, различного в объеме кристалла и вблизи МУГ [12].

5) Повышение УЗ интенсивности (УЗО-2, образцы 210-А, 231-А) в «резонансном» режиме, учитывая амплитудно-зависимый характер акустических потерь в кристаллах КРТ [2], приводит к значительному увеличению тепловыделений на колеблющихся элементах. В этом случае преобладающим процессом становится образование новых РЦ: наряду с возможным распадом уже имеющих комплексов (с повышением температуры увеличивается предел растворимости точечных дефектов [9]) генерируются «свежие» вакансии колеблющимися дислокациями и МУГ [13]. Образование новых РЦ, являющихся, по-видимому, и эффективными центрами рассеяния электронов, сопровождается дальнейшим уменьшением μ_n , C_n и увеличением N_a .

6) Температурная зависимость τ для образца 65-С (в отличие от образцов 210-А, Б, 231-А, Б) в исходном состоянии определяется Оже-механизмом рекомбинации во всем исследованном интервале температур (рис. 3, кривые 1, 2). В результате УЗО увеличивается вклад Ш—Р канала рекомбинации через глубокие a -уровни (экспериментальные зависимости $\tau(T)$ I' , I'' резко отличаются от расчетных для случая Оже-механи-

зма $2'$, $2''$ соответственно). Возможно, что Ш—Р РЦ до УЗО находились в неактивном состоянии и были связаны в комплексы. В результате стимулированного звуком их распада образуются активные РЦ, уменьшается сечение рассеяния электронов, растет μ_n .

Доминирование того или иного из рассмотренных выше механизмов преобразований РЦ (не исключается возможность их совместного проявления) зависит от характера и пространственной неоднородности дефектной структуры исследованных кристаллов (наличие или отсутствие вакансионных комплексов, МУГ и дислокаций). В зависимости от режимов УЗО МУГ играют роль и стоков, и источников для РЦ, во многом определяя их РА.

В заключение авторы благодарят А. В. Любченко за обсуждение результатов работы, а также И. С. Вирта за помощь при измерениях.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Островский И. В. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 8. С. 467—471.
- [2] Олих Я. М., Сальков Е. А., Курбанов К. Р. // ФТП. 1985. Т. 19. № 4. С. 762—765
- [3] Баранский П. И., Мысливец К. А., Олих Я. М. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 278—281.
- [4] Любченко А. В., Мысливец К. А., Олих Я. М. // ФТП. 1990. Т. 24. № 1. С. 171—174
- [5] Liscka K. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 133. N 1. P. 17—46.
- [6] Баженов Н. Л., Гасанов С. И., Иванов-Омский В. И. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. № 2. С. 333—335.
- [7] Гарягдыев Г., Любченко А. В., Шунтар Д. М. и др. // Изв. вузов, физика. 1988. № 2. С. 42—46.
- [8] Dornhaus B. R., Nimitz G. // The properties and applications of the $Hg_{1-x}Cd_xTe$ alloy system. Narrow—Gap. Berlin, 1985. P. 199—281.
- [9] Зайтов Ф. А., Исаев Ф. К., Горшков А. В. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых полупроводниковых твердых растворах. Баку: Азернешр, 1984. 211 с.
- [10] Бакай А. С., Лазарев Н. П. // ФММ. 1985. Т. 60. № 4. С. 675—682.
- [11] Зайтов Ф. А., Мухина О. В., Поляков А. Я. // Техника радиационного эксперимента. М.: Атомиздат, 1977. № 5. С. 34—37.
- [12] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 496 с.
- [13] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 599 с.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
15 января 1990 г.