

ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Баранский П. И., Беляев А. Е., Городничий О. П., Комиренок С. М.

Представлены результаты исследований температурных и магнитополевых зависимостей гальваномагнитных и фотоэлектрических параметров пластически деформированных посредством индентирования кристаллов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.2$). Показано, что пластическая деформация приводит к образованию подвижных при $T \approx 300$ К дислокаций, проявляющих геттерирующее действие по отношению к имеющимся в образце неконтролируемым примесям. Установлено также, что наблюдаемый в деформированных кристаллах рекомбинационный уровень $E_i \sim E_v + 50$ мэВ имеет дислокационную природу.

Время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) τ в полупроводниках существенно зависит от их совершенства. Изучение этой зависимости — одна из актуальных задач в установлении кинетики таких полупроводников, как $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ), который является базовым материалом для создания приемников излучения в ИК диапазоне.

Проведенные на кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (с $x = 0.195 - 0.300$) исследования [1-4] показали, что значения τ для образцов одного и того же состава могут существенно различаться (от 0.5 до 10 мкс), а вид зависимостей $\tau = f(T^{-1})$ (особенно в области $T < 150$ К) во многом определяется технологией получения материалов и методикой их обработки. В связи с этим в [5-7] на кристаллах КРТ были проведены исследования влияния искусственно создаваемых дефектов и неоднородностей на фотоэлектрические и гальваномагнитные свойства. Эти исследования показали, что обработка кристаллов КРТ ультразвуком, а также электронное и γ -облучения приводят к заметным изменениям (в области примесной проводимости) значений подвижности μ , концентрации равновесных носителей n , времени жизни ННЗ τ и их температурных зависимостей.

В частности, одним из приемов введения дефектов является индентирование поверхности кристаллов, приводящее к ее пластической деформации. Изучение свойств дефектов, вводимых в кристалл путем индентирования, приобретает особое значение в случае материалов с низким пределом упругости, как, например, КРТ, поскольку при создании приборов на его основе в кристалле могут возникать дефекты деформационного происхождения при стандартных технологических операциях типа механической обработки поверхности, термообработки, термокомпрессионного приваривания контактов и т. п. Как было впервые показано в [8], в КРТ уже при $P \approx 2.5$ кбар и $T \approx 300$ К обнаруживается пластическое течение, которое сопровождается генерацией электрически активных точечных дефектов. В [9] высказано предположение о том, что дислокации и точечные дефекты, появляющиеся при пластической деформации кристалла, обладают донорными свойствами и являются эффективными центрами рекомбинации. Авторы [10] пришли к заключению, что точечные дефекты действительно выступают как доноры, но дислокации не проявляют геттерирующего действия по отношению к остаточным примесям, что, вообще говоря, отличается от результатов, полученных в аналогичной ситуации для Ge и Si (см., например, [11]). В то же время динамика развития дислокационной структуры, природа точечных

дефектов и характер их влияния на электрофизические параметры (Cd, Hg) T_0 установлены не были.

В данной работе представлены результаты исследований температурных зависимостей гальваномагнитных и фотоэлектрических параметров пластически деформированных кристаллов n -КРТ ($x \approx 0.22$), которые, по нашему мнению, позволяют получить ответы на некоторые из этих вопросов. Пластическая деформация образцов, имеющих форму параллелепипеда (типичные размеры $6 \times 2 \times 1$ мм), осуществлялась индентированием одной из широких граней с помощью четырехгранного индентора с нагрузкой 10 г. Плотность индентирования $1 \cdot 10^4$ см $^{-2}$.

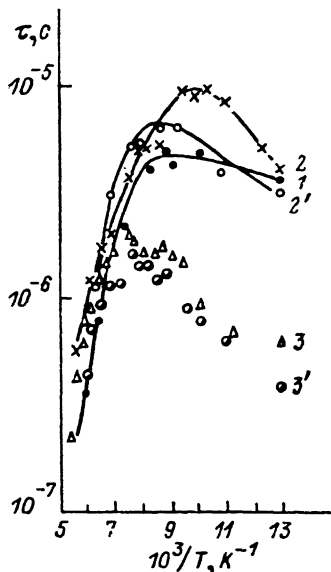


Рис. 1. Зависимость τ ($1/T$) для образца БК-6 ($x=0.225$).

1 — исходный образец, 2 — $t \sim 10^4$, 2' — $t \sim 10^4$ с (обратная сторона); 3, 3' — индентированная и обратная стороны соответственно после появления аномалии на R_H ($1/T$).

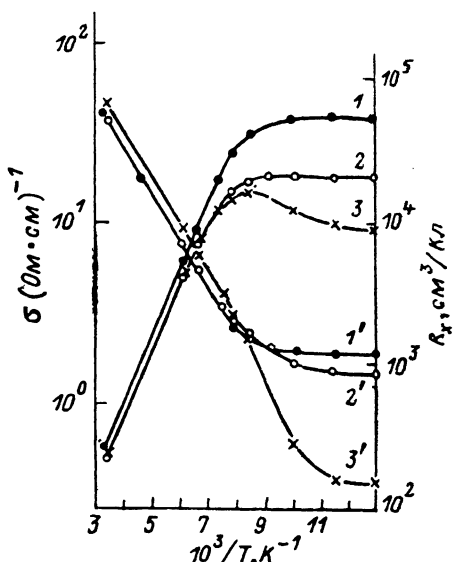


Рис. 2. Зависимости R_H ($1/T$) (1—3) и σ ($1/T$) (1'—3') для того же образца.

1, 1' — исходный образец; 2, 2' — $t \sim 10^4$ с; 3, 3' — $t \sim 10^4$ с.

Параметры исследованных образцов, приведенные в таблице, получены из измерений температурных зависимостей проводимости σ , коэффициента Холла R_H и времени жизни ННЗ τ . Последнее определялось при помощи GaAs-лазера ($\lambda \sim 0.93$ мкм) по экспоненциальному затуханию длинновременной части сигнала фотоотклика при низком уровне возбуждения (поток $\sim 10^{15}$ фот/см 2 ·с). Контрольные измерения, проведенные с использованием CO $_2$ -лазера ($\lambda \sim 10.4$ мкм), дали те же значения τ , что позволяет считать измеряемое в наших опытах время жизни близким к объемному.

При расчетах температурных зависимостей времени жизни ННЗ учитывались в основном три механизма рекомбинации: межзонные оже- и излучательная рекомбинации, а также рекомбинация через локальные центры в модели Шокли—Рида [1-3]. На рис. 1 представлены типичные зависимости τ (T^{-1}), полученные на одном из исследуемых образцов. Сразу же после индентирования происходит небольшое падение τ в области $T \leq 125$ К. Через некоторое время ($\sim 10^3$ с) значения τ начинали увеличиваться, что сопровождалось и увеличением наклона τ (T^{-1}) в этой же области температур. Через $(6-7) \cdot 10^5$ с отмеченные выше изменения достигали максимума. При этом результаты, полученные при измерениях τ на индентированной и обратной плоскостях образца, слабо различались между собой (рис. 1, кривые 2, 2'). В дальнейшем на всех образцах наблюдалось резкое падение времени жизни ННЗ (почти на порядок) (рис. 1, кривые 3, 3').

Результаты измерений коэффициента Холла и удельной проводимости исследованных образцов, проведенных через те же промежутки времени t (рис. 2),

| № образца | Время измерения, с | R_X (77 К), см ² /Кл | ρ (77 К), Ом·см | (R_X/ρ) (77 К), см ² /В·с | E_i , мэВ | N_i , см ⁻³ | S , см ² | τ (77 К), с | x |
|-------------|--------------------|-----------------------------------|-----------------------|---|-------------|--------------------------|-----------------------|----------------------|-------|
| 1 (БК-6) | Исходный | 5.24·10 ⁴ | 5.25·10 ⁻¹ | 9.97·10 ⁴ | 110 | 5.56·10 ¹³ | 10 ⁻¹⁶ | 4·10 ⁻⁶ | 0.225 |
| | 6·10 ⁵ | 2.06·10 ⁴ | 6.91·10 ⁻¹ | 2.98·10 ⁴ | 40 | 1.95·10 ¹⁵ | 10 ⁻¹⁶ | 4·10 ⁻⁶ | 0.220 |
| | Обратная сторона | 2.06·10 ⁴ | 6.91·10 ⁻¹ | 2.98·10 ⁴ | 86 | 8.3·10 ¹³ | 10 ⁻¹⁶ | 3.2·10 ⁻⁶ | 0.225 |
| | 7·10 ⁵ | 8.96·10 ³ | 2.754 | 3.25·10 ³ | | | 10 ⁻¹⁶ | 4.8·10 ⁻⁷ | |
| 2 | Исходный | 3.5·10 ⁴ | 9.8·10 ⁻¹ | 3.56·10 ⁴ | 76 | 1.8·10 ¹³ | 10 ⁻¹⁶ | 7·10 ⁻⁶ | 0.212 |
| | 1·10 ⁴ | 3.5·10 ⁴ | 9.8·10 ⁻¹ | 3.56·10 ⁴ | 75 | 4.6·10 ¹³ | 10 ⁻¹⁶ | 3.5·10 ⁻⁶ | 0.212 |
| | 7·10 ⁴ | | | | 60 | 7·10 ¹³ | 10 ⁻¹⁶ | 3.5·10 ⁻⁶ | 0.212 |
| | 6·10 ⁵ | 1.09·10 ⁴ | 1.69 | 6.4·10 ³ | | | | 1·10 ⁻⁷ | 0.212 |
| 3 | Исходный | 7.08·10 ⁴ | 3.53·10 ⁻¹ | 2.40 ⁵ | 77 | 5·10 ¹³ | 10 ⁻¹⁶ | 5·10 ⁻⁶ | 0.22 |
| | 1·10 ⁴ | 7.08·10 ⁴ | 3.53·10 ⁻¹ | 2.40 ⁵ | 68 | 1.6·10 ¹⁴ | 10 ⁻¹⁶ | 2·10 ⁻⁶ | 0.22 |
| | 7·10 ⁵ | 8.8·10 ³ | 1.78 | 4.93·10 ³ | | | | 1.5·10 ⁻⁶ | 0.22 |

можно описать следующим образом: в исходных образцах наблюдались типичные для n -КРТ зависимости R_X (T^{-1}) и σ (T^{-1}) с экспоненциальным участком в области $T > 125$ К (собственная проводимость — участок I) и выходом на насыщение в области $T < 125$ К (примесная проводимость — участок II). После индентирования происходило некоторое уменьшение R_X на участке II, где со временем появлялся максимум, возникновение которого по времени совпадало с резким падением τ . В дальнейшем на некоторых образцах обнаруживалась даже инверсия знака коэффициента Холла.

Наблюдаемая немонотонная зависимость изменения времени жизни τ при увеличении времени t , прошедшего после снятия нагрузки с образцов КРТ, может быть объяснена следующим образом. Незначительное спадание τ сразу

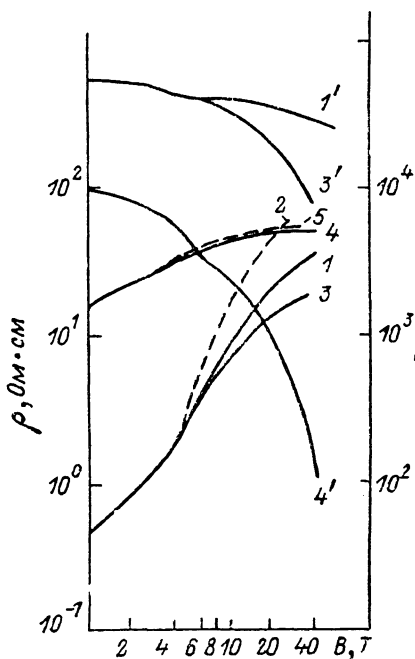


Рис. 3. Магнитопольные зависимости ρ_L (1—5) и R_X (1', 3', 4') для исходного образца (1—3, 1', 3'), для индентированного образца через $t \sim 10^6$ с (4, 4', 5).

T , К: 1, 1', 3, 3', 4, 4' — 4.2; 2, 5 — 1.6. 3, 3' — неуправленный образец, остальные кривые получены на свежегетравленном образце.

после индентирования можно связать с появлением новых центров рекомбинации вблизи поверхности кристалла из-за нарушений его структуры [12]. Возникающие при этом механические напряжения в кристалле будут затем сниматься посредством появляющихся дислокаций, движущихся с определенными скоростями от поверхностных нарушений в глубь кристалла по плоскостям скольжения. Это движение сопровождается образованием вокруг ядра дислокаций примесной атмосферы. Как показывает расчет [13], блокирование «свежей» дислокации атомами меди происходит при комнатной температуре примерно за 1000 с. Образование вокруг дислокаций примесных атмосфер другими точечными дефектами происходит за более длительные времена ($\sim 10^6$ с) в соответствии с их коэффициентами диффузии. Если учесть, что эффективный уровень, использованный в расчетах времени рекомбинации в модели Шокли—Рида, непосредственно связан с неконтролируемыми примесями (в частности, с примесью меди), то наблюдаемое увеличение τ спустя некоторое время после снятия механической нагрузки является, по нашему мнению, следствием геттерного очищения объема образца от остаточных рекомбинационно активных примесей и дефектов в про-

цессе прорастания дислокаций. Через $t \sim 10^5$ с после индентирования концентрация примесей, ответственных за эффективный уровень Шокли—Рида, становится достаточно малой, для того чтобы мог проявиться новый уровень с энергией $E_s + (50 \pm 10)$ мэВ. Этот уровень наблюдается на всех индентированных образцах независимо от их первоначальных характеристик. Поэтому скорее всего он имеет дислокационную природу, хотя сказать что-либо конкретное о его структуре в данное время затруднительно.

Распространение дислокационных полей по кристаллу может привести еще к одному эффекту, который становится особенно заметным после их перекрытия. В работах [14, 15] показано, что при определенной плотности дислокаций образовавшиеся вокруг них примесные атмосферы могут создать связанный канал проводимости p -типа, который либо шунтирует проводимость по матрице, либо вообще разрывает ее связность. По нашему мнению, именно с этим и связаны качественные изменения, наблюдаемые на зависимостях $R_x (T^{-1})$ и $\tau (T^{-1})$. Наблюдаемое на опыте (в области II) уменьшение значений R_x трудно связать с увеличением концентрации доноров, так как такое увеличение должно было бы приводить к значительно меньшим изменениям подвижности, чем те, которые наблюдались в наших исследованиях (см. таблицу). Подобные изменения μ и R_x после индентирования наблюдались также и в работе [10]. Если созданные индентированием дислокационные области отделяют друг от друга участки проводимости n -типа, препятствуя переносу электронов из одного конца образца в другой, то в этом случае непрерывность электрического тока (и фототока) через образец обеспечивается только каналами с p -проводимостью вдоль образованных индентированием дислокационных областей. Это и приводит через $t \geq 10^6$ с к резкому падению τ и появлению аномалий на зависимостях $R_x (T^{-1})$. Дополнительным подтверждением наличия такого канала проводимости служит вид магнитопольных зависимостей $R_x = R_x(B)$ и $\rho = \rho(B)$, измеренных на одном из образцов до индентирования и после появления аномалий на температурной зависимости $R_x (T^{-1})$ (рис. 3). Обращают на себя внимание и очень малая величина магнитосопротивления $\rho(B)$ в индентированном образце и тенденция его выхода на насыщение, отсутствие температурной зависимости $\rho(T)$ в сильных магнитных полях (рис. 3, кривые 4, 5) в отличие от исходного кристалла (рис. 3, кривые 1—3). На зависимости $R_x(B)$ в индентированном образце наблюдаются резкий сдвиг и даже инверсия знака коэффициента Холла. Отмеченные особенности не исчезают и после травления образца, о чем свидетельствует сравнение результатов, полученных на нетравленных (рис. 3, кривые 3, 3') и свежетравленных образцах (все остальные кривые того же рисунка).

Таким образом, пластическая деформация кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \approx 0.22$), осуществляемая посредством индентирования, приводит к образованию подвижных при комнатной температуре дислокаций, проявляющих геттерирующее действие по отношению к имеющимся в образце неконтролируемым примесям. Установлено также, что наблюдаемый в деформированном кристалле КРТ ($x \approx 0.22$) рекомбинационный уровень с $E_s \sim E_s + 50$ мэВ имеет дислокационную природу.

Список литературы

- [1] Kinch M. A., Brau M. J., Simmons A. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1649—1663.
- [2] Баженов Н. Л., Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Малькова А. А., Огородников В. К., Тотиева Т. Ц. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 1. С. 109—112.
- [3] Pratt R. G., Hewett J., Capper P., Jones C. L., Judd N. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 7. P. 2377—2385.
- [4] Nimitz G., Muller K.-H. // Phys. St. Sol. (a). 1974. V. 22. N 2. P. K215—K218.
- [5] Voitsekovski A. V., Lilenko Yu. V., Kokhanenko A. P., Petrov A. S. // Rad. Eff. 1982. V. 66. N 1-2. P. 79—84.
- [6] Абдинов А. Ш., Мамедов Ф. И., Сендли Г. С. // Неравновесные процессы в сложных полупроводниках. Баку, 1987. С. 78—81.
- [7] Громовой Ю. С., Дякин В. В., Коваль В. В. // Матер. VII Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1986. Ч. I. С. 167—169.
- [8] Баранский П. И., Гаврилюк Ю. Н., Елизаров А. И., Кулик В. А. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 8. С. 1360—1564.
- [9] Гасан-заде С. Г., Сальков Е. А., Шепельский Г. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 11. С. 1913—1917.

- [10] Tregilgas J. H., Polgreen T. L., Chen M. C. // J. Cryst. Growth. 1988. V. 86. N 1-4. P. 460—466.
- [11] Никитенко В. И., Якимов Е. Б. // Материалы электронной техники. Новосибирск, 1983. Ч. II. С. 62—79.
- [12] Власенко А. И., Любченко А. В., Сальков Е. А. // УФЖ. 1980. Т. 25. В. 3. С. 434—441.
- [13] Коман В. П., Пригуляк Б. Б. // Метер. VII Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1986. Ч. I. С. 196—198.
- [14] Балеv О. Г., Баранский П. И., Бекетов Г. В., Винецкий Р. М., Городничий О. П. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1021—1025.
- [15] Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Корняш А. А., Петряков В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 201—205.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 13.06.1989
Принята к печати 1.09.1989