

## ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В КРИСТАЛЛАХ $Cd_xHg_{1-x}Te$

Гасан-заде С. Г., Жадько И. П., Зияченко Э. А.,  
Романов В. А., Сальков Е. А., Шепельский Г. А.

Проведено систематическое исследование влияния пластической деформации на фотомагнитный эффект (ФМЭ) и фотопроводимость (ФП) в кристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.19-0.21$ ). Показано, что влияние деформации на указанные эффекты принципиально различно для образцов  $n$ - и  $p$ -типа проводимости. Особенности ФМЭ и ФП, а также результатов холловских измерений в деформированных кристаллах интерпретированы в рамках единой модели неоднородного полупроводника.

В актуальном полупроводниковом материале ИК фотоэлектроники  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ) электрофизические свойства определяются неконтролируемыми примесями и собственными дефектами структуры. Если изучению точечных дефектов в КРТ посвящено большое количество работ, то электроника протяженных дефектов (дислокаций, малоугловых границ и др.) исследована в нем слабо, причем результаты этих исследований носят противоречивый характер [1-3]. Кроме того, до настоящего времени по существу отсутствуют работы по изучению влияния дислокаций и деформационных дефектов на фотоэлектрические свойства КРТ. Между тем этот полупроводник относится к пластичным, труднообрабатываемым материалам, где указанные дефекты вводятся не только в процессе роста и при различных технологических обработках кристалла, но и в условиях эксплуатации приборов, изготовленных на его основе.

Уже первые эксперименты показали, что введение даже небольшой плотности дислокаций приводит к существенным изменениям электрических и фотоэлектрических параметров КРТ [2]. В настоящей работе приводятся результаты систематических исследований влияния пластической деформации на фотомагнитный эффект (ФМЭ) и фотопроводимость (ФП) в монокристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.19-0.21$ )  $n$ - и  $p$ -типа проводимости. Полученные результаты совместно с холловскими измерениями на деформированных образцах интерпретированы в рамках единой модели неоднородного полупроводника.

*Методика эксперимента.* Приготовление образцов и способ их одноосного деформирования описаны в [2]. Обычная плотность вводимых деформацией дислокаций  $N_D \geq 10^6 \text{ см}^{-2}$ , и лишь часть сравнительно слабо деформированных образцов имела  $N_D \sim 10^5 \text{ см}^{-2}$ .

Измерения ФМЭ и ФП проводились при 80 К. Возбуждающее излучение слабой интенсивности  $G$  модулировалось на низкой частоте, а фотомагнитная ЭДС  $V_{\text{ФМЭ}}$  и напряжение фотопроводимости  $V_{\text{ФП}}$  регистрировались селективным нановольтметром с фазовым детектором. Обработка результатов измерений проводилась с помощью стандартных формул (см., например, [4]), описывающих характеристики ФМЭ и ФП в случае толстых образцов:  $l_y \gg \alpha^{-1}$ ,  $L$  ( $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $L = \sqrt{D\tau_{\text{ФМ}}}$  — биполярная длина диффузионного смещения носителей,  $D$  — коэффициент биполярной диффузии,  $\tau_{\text{ФМ}}$  — характеристическое время ФМЭ),

№ образца	Тип проводимости	$n(p) \cdot 10^{-14}, \text{см}^{-3}$		$\mu_n \cdot 10^{-4}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$		$\mu_p \cdot 10^{-3}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$		$L \cdot 10^4, \text{см}$		$\tau_{\text{ФМ}} \cdot 10^8, \text{с}$		$\tau_{\text{ФП}} \cdot 10^8, \text{с}$		S	
		I	II	I	II	I	II	I	II	I	II	I	II	I	II
		12	n	1.4	3.8	7.6	0.3	—	40	130	8.0	8.4	11	4.6	0.11
33	4.3	2.4		5.6	2.9	—	47	54	41	15	8.0	1.2	0.25	5.3	
31	0.87	1.9		8.6	1.2	—	38	173	7.2	150	5.8	0.72	1.0	20	
24	3.1	3.0		23	4.1	—	14	30	1.0	4.5	1.8	0.084	0.24	0.73	
38*	p	2.7	3.0	26	16	—	11	4.5	0.61	0.12	0.5	0.055	0.32	0.45	
41		82	260	8.0	4.0	3.5	40	0.83	0.03	2.4 · 10 <sup>-5</sup>	0.056	7.4 · 10 <sup>-4</sup>	0.35	0.40	
51		47	53	8.2	5.5	5.4	34	0.32	0.018	2.4 · 10 <sup>-6</sup>	0.02	—	0.84	0.81	
58		59	56	7.8	5.0	5.6	43	0.15	0.035	6.9 · 10 <sup>-7</sup>	0.044	—	0.52	0.33	
65		20	17	7.7	3.3	5.4	41	0.031	0.031	1.1 · 10 <sup>-3</sup>	0.08	—	0.91	0.64	
66*		36	44	10	8.0	5.2	42	13	0.025	1.6 · 10 <sup>-5</sup>	0.012	—	0.83	0.71	

Последовательность определения рекомбинационных параметров исследованных образцов была следующей. Сначала находилась безразмерная скорость поверхностной рекомбинации  $S = sL/D$  с помощью соотношения  $V_{\text{ФП}}(0)/V_{\text{ФП}}(\infty) \approx 1 + S$ , где  $V_{\text{ФП}}(0)$  и  $V_{\text{ФП}}(\infty)$  — соответственно величины сигналов в максимуме ( $\alpha L \ll 1$ ) и в области насыщения ( $\alpha L \gg 1, S$ ) на спектральной зависимости ФП. После этого значения  $L$  и характеристического времени фотопроводимости  $\tau_{\text{ФП}}$  находились из абсолютных измерений  $V_{\text{ФМЭ}}(\infty)$  и  $V_{\text{ФП}}(\infty)$  с использованием формул, упрощенных для случая сильнопоглощаемого света ( $\alpha L \gg 1, S$ ).

Величина  $G$  определялась с точностью  $\pm 15\%$  во всем исследованном спектральном диапазоне с помощью различных калиброванных детекторов излучения. Для определения концентраций и подвижностей носителей тока использовались стандартные методы, основанные на измерениях постоянной Холла и электропроводности, а также полевых зависимостей ФМЭ в случае материала  $p$ -типа.

*Экспериментальные результаты и обсуждение.* В общей сложности было исследовано более 20 образцов  $n$ - и  $p$ -типа. В таблице приведены основные параметры лишь части образцов, полученные до (столбцы I) и после (столбцы II) их деформирования (образцы 38\* и 66\* подвергались весьма слабой деформации,  $N_D \sim 10^5 \text{ см}^{-2}$ ). Из таблицы видно, что влияние пластической деформации на исследуемые параметры существенно различно для кристаллов КРТ  $n$ - и  $p$ -типа. Остановимся подробно на узловых моментах этого различия.

Деформация кристаллов  $n$ -типа обычно вызывает заметный рост концентрации электронов  $n$  и значительное уменьшение их холловской подвижности  $\mu_n$  (указанные параметры в этом случае могут изменяться более чем на порядок). В большинстве образцов  $p$ -типа проводимости такая же деформация практически не изменяет концентрацию дырок  $p$  и приводит к более слабому падению подвижности как основных  $\mu_p$ , так и неосновных  $\mu_n$  носителей тока (см. таблицу). Отметим, однако, что на некоторых наиболее чистых образцах  $p$ -типа, если их удавалось предеформировать достаточно сильно, происходила инверсия типа проводимости. На рис. 1 представлены типичные для образцов  $n$ -типа температурные зависимости постоянной Холла  $R_H(a)$  и холловской подвижности (б), полученные до (кривые 1) и после (кривые 2) деформации. Ход зависимостей  $R_H(1/T)$  и  $\mu(1/T)$ , несомненно, указывает на донорную природу деформационных дефектов в  $n$ -Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te.

Пластическая деформация образцов  $n$ -типа приводит к сдвигу края спектральной зависимости ФМЭ и ФП преимущественно в длинноволновую область, а образцов  $p$ -типа — в коротковолновую (рис. 2, 3), причем в первом случае (рис. 2) указанные зависимости имеют стандартный вид как до, так и после деформации, и, следовательно, они всегда могут быть описаны стандартными

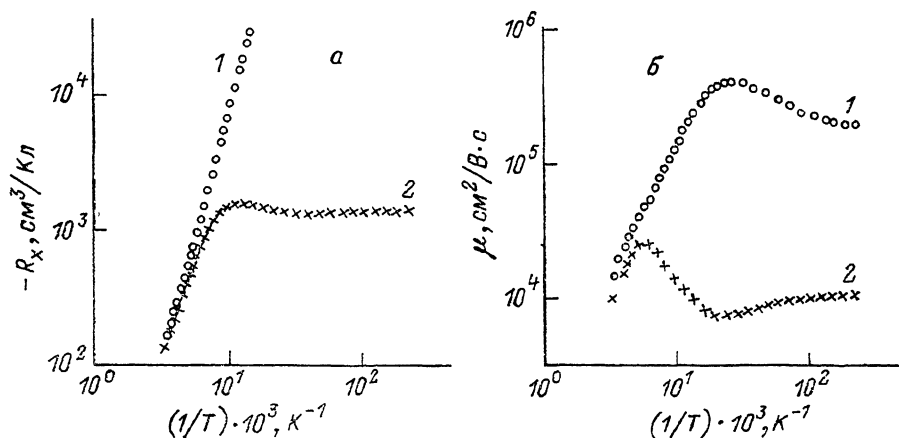


Рис. 1. Температурные зависимости постоянной Холла (а) и холловской подвижности (б) для образца 24  $n$ -типа до (1) и после (2) деформации.

формулами [4] без каких-либо ограничений. В деформированных образцах  $p$ -типа спектральные характеристики ФМЭ и ФП описываются обычными формулами только в области длин волн  $\lambda \geq 7$  мкм; при  $\lambda < 7$  мкм, как следует из рис. 3 (штриховые кривые), стандартный вид характеристик нарушается: с уменьшением  $\lambda$  значение  $V_{\text{ФМЭ}}$  монотонно возрастает, а  $V_{\text{ФП}}$  падает. По этой причине количественная обработка измерений ФМЭ и ФП в деформированных

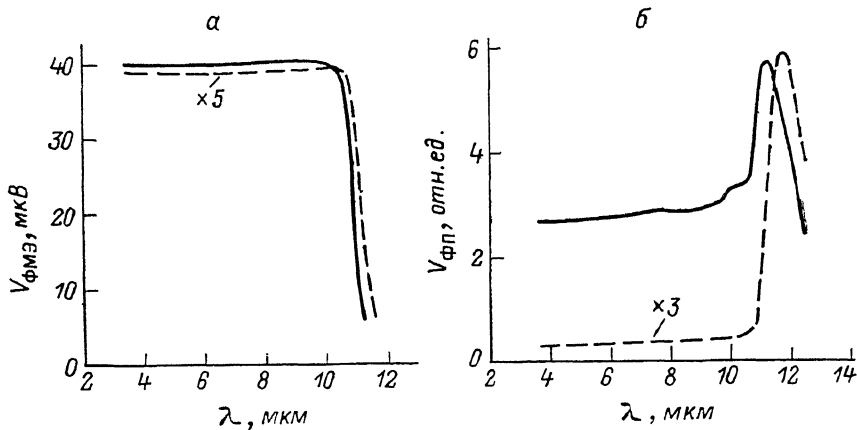


Рис. 2. Спектральные характеристики фотомагнитного эффекта (а) и фотопроводимости (б) для образца  $n$ -типа до (сплошные кривые) и после (штриховые) деформации.

Образец 24.  $T = 80 \text{ К.}$

кристаллах  $p$ -типа была ограничена спектральным диапазоном с  $\lambda \geq 7$  мкм. Поскольку, как оказалось, характер спектральных зависимостей и величины ФМЭ, ФП практически не зависят от повторного травления деформированных образцов  $n$ - и  $p$ -типа, можно полагать, что в обоих случаях указанные эффекты определяются в основном объемными параметрами кристаллов.

Как видно из таблицы, в недеформированных или весьма слабо деформированных (38\* и 66\*) кристаллах  $n$ - и  $p$ -типа времена  $\tau_{\text{ФМ}}$  и  $\tau_{\text{ФП}}$ , найденные из измерений ФМЭ и ФП, практически совпадают, что, безусловно, свидетельствует о достаточной однородности исходных образцов по отношению к эффектам, лежащим в основе выбранных нами методов определения кинетических и ре-

комбинационных параметров. При определении  $\tau_{\text{ФМ}}$  по формуле  $L = \sqrt{D\tau_{\text{ФМ}}}$  в случае электронных образцов использовалось значение  $\mu_p = 300 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  [ $D \approx (kT/e) \mu_p \approx 2 \text{ см}^2/\text{с}$ ], близкое к литературным данным и согласующееся, как видно из таблицы, со средним значением  $\mu_p$ , найденным из непосредственных измерений на образцах  $p$ -типа.

После заметной деформации ( $N_D \geq 10^6 \text{ см}^{-2}$ ) значения  $\tau_{\text{ФМ}}$  и  $\tau_{\text{ФП}}$  сильно расходятся, причем характер этого расхождения принципиально различен для кристаллов  $p$ - и  $n$ -типа: в первом случае  $\tau_{\text{ФМ}} \ll \tau_{\text{ФП}}$ , а во втором, наоборот,  $\tau_{\text{ФМ}} \gg \tau_{\text{ФП}}$ . Этот неожиданный результат требует тщательного анализа, поскольку сильно неравенство  $\tau_{\text{ФМ}} \gg \tau_{\text{ФП}}$  лишено реального физического смысла и может лишь свидетельствовать о том, что использованное нами значение  $D = 2 \text{ см}^2/\text{с}$  при определении  $\tau_{\text{ФМ}}$  в деформированных образцах  $n$ -типа совершенно

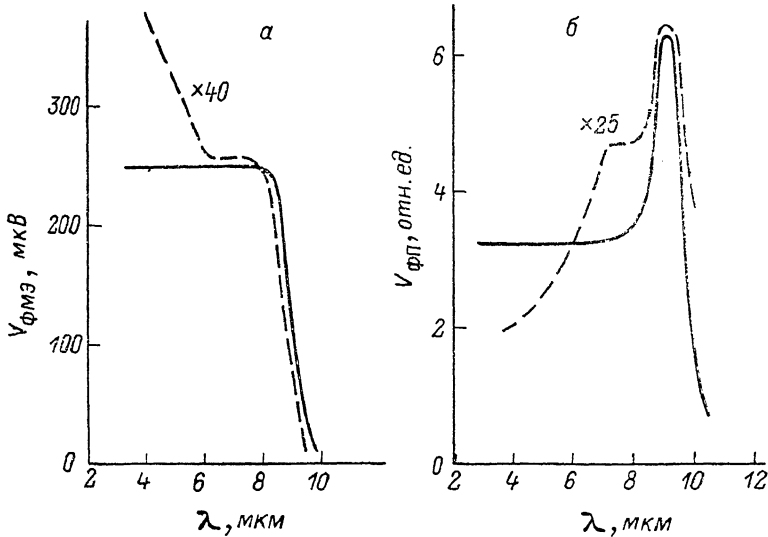


Рис. 3. Спектральные характеристики ФМЭ (а) и ФП (б) для образца  $p$ -типа до (сплошные кривые) и после (штриховые) деформации.

Образец 65.  $T = 80 \text{ К}$ .

не соответствует действительности. В самом деле, величины  $\tau_{\text{ФП}}$ , для определения которых не требуется знания  $D$ , уменьшаются с деформацией как в  $n$ -, так и в  $p$ -материале (см. таблицу). Естественно полагать, что в обоих случаях  $\tau_{\text{ФМ}}$  также падает с деформацией, причем всегда  $\tau_{\text{ФМ}} \ll \tau_{\text{ФП}}$ . Последнее соотношение в деформированном  $n$ - $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$  может быть выполнено только при условии  $D \gg D_p \approx 2 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Таким образом, в деформированных кристаллах  $n$ -типа коэффициент  $D$  резко возрастает, и задача состоит в том, чтобы установить природу этого возрастания. Если бы в рассматриваемом случае деформация образцов приводила к инверсии типа проводимости, то причина сильного увеличения  $D$  была бы очевидной: в такой ситуации  $D \approx D_n \gg D_p$ . Однако холловские измерения, выполненные в широком диапазоне температур и магнитных полей, не подтверждают изменения типа проводимости в деформированных образцах  $n$ -КРТ, а, наоборот, свидетельствуют о существенном возрастании в них концентрации электронов (см. таблицу и рис. 1). По этой причине при вычислении  $\tau_{\text{ФМ}}$  мы всегда полагали, что в деформированных кристаллах  $n$ -типа  $D = D_p$ .

Непротиворечивое объяснение результатов гальваномагнитных и измерений ФМЭ в  $n$ -КРТ возможно в рамках модели полупроводника с возникающей (при пластической деформации) сеткой протяженных включений  $n$ -типа с удельной проводимостью, намного превышающей удельную проводимость основной части кристалла (матрицы). Такие высокопроводящие включения (кластеры), играя роль электрических коротков, могут, как известно, сильно искажать измеряемые параметры полупроводника (см., например, [5, 6]). В частности,

замыкание поля Дембера приводит к тому, что коэффициент биполярной диффузии при измерениях ФМЭ определяется в пределе коэффициентом диффузии более подвижных носителей тока независимо от типа проводимости фоточувствительной матрицы [7]. С другой стороны, обработка гальваномагнитных измерений при наличии внутренних электрических закороток приводит, как правило, к завышенным эффективным значениям концентрации носителей тока и занижению их подвижности по сравнению с истинными величинами этих параметров в матрице [5, 8].

Как видим, отмеченные особенности полупроводника с внутренними электрическими закоротками полностью согласуются с аномальным ростом  $D$  и по крайней мере не противоречат холловским измерениям в деформированных образцах  $n$ -КРТ. Более того, в рамках предложенной модели нестандартный вид температурных зависимостей  $R_H$  и холловской подвижности в указанных образцах (рис. 1) находит свое объяснение в разумном предположении о различной температурной зависимости проводимости в закоротках — протяженных включениях и матрице.

Естественно предположить, что деформация кристаллов  $p$ -КРТ также приводит к появлению в них протяженных неоднородностей с электронной проводимостью. В данном случае, однако, такие неоднородности изолированы от основной части кристалла  $n$ - $p$ -переходами, и, следовательно, здесь существенно ослаблены (а при разрыве связности между кластерами практически совсем отсутствуют) эффекты внутреннего замыкания матрицы. С этим, по-видимому, и связан тот факт, что влияние пластической деформации на измеряемые величины концентраций и подвижностей носителей тока в  $p$ -КРТ значительно слабее, чем в образцах  $n$ -типа проводимости. С другой стороны, разделение генерированных светом неравновесных носителей на  $n$ - $p$ -переходах в деформированных кристаллах  $p$ -типа должно приводить к сильному неравенству  $\tau_{ФМ} \ll \tau_{ФП}$ , что также хорошо согласуется с экспериментом (см. таблицу). В этом случае нестандартный вид спектральных зависимостей ФМЭ и ФП в области  $\lambda < 7$  мкм (рис. 3, штриховые кривые) следует, очевидно, связывать с ослаблением эффекта разделения фотоносителей с ростом их энергии. Попутно отметим, что влияние кластеров на рекомбинационные параметры в деформированном  $n$ -КРТ должно быть значительно слабее, так как барьеры, связанные с  $n^+$ - $n$ -переходами на границах кластер—матрица, являются отталкивающими для неосновных носителей, и поэтому здесь скорее всего выполняется соотношение  $\tau_{ФМ} \simeq \tau_{ФП}$ .

Таким образом, основные особенности исследованных свойств деформированных кристаллов  $n$ - и  $p$ -типа удается непротиворечиво объяснить в рамках единой модели неоднородного полупроводника. Предложенная модель по своей сути родственна так называемой двухкластерной модели (успешно применяемой для интерпретации аномалий в явлениях переноса слабо легированных образцов  $p$ -КРТ [9]), и это обстоятельство, безусловно, может служить независимым доказательством ее реальности.

В заключение отметим, что электрофизические свойства деформированных кристаллов КРТ (особенно  $p$ -типа) сильно изменяются с течением времени и характер этого изменения в настоящее время нами детально изучается. Приведенные же здесь результаты получены непосредственно после пластической деформации образцов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Рассан Р. М., Lee V. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. N 4. P. 374—376.
- [2] Гасан-заде С. Г., Сальков Е. А., Шепельский Г. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 11. С. 1913—1917.
- [3] Коман Б. П. // Физ. электрон. 1984. № 28. С. 32—38.
- [4] Равич Ю. И. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение. М., 1967. 93 с.
- [5] Wagini H., Weiss H. // Sol. St. Electron. 1965. V. 8. N 2. P. 241—254.
- [6] Вайс Г. Физика гальваномагнитных полупроводниковых приборов и их применение. М., 1974. 384 с.
- [7] Жадько И. П., Зинченко Э. А., Романов В. А. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 9. С. 1781—1787.
- [8] Жадько И. П., Зинченко Э. А., Романов В. А. // УФЖ. 1980. Т. 25. В. 4. С. 575—579.
- [9] Ivanov-Omskii V. I., Berchenko N. N., Elizarov A. I. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 103. N 1. P. 11—28.