

ВЛИЯНИЕ γ - ОБЛУЧЕНИЯ НА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ)

Э.И.ЗУЛЬФИГАРОВ, С.И.САФАРОВА, З.С.ГАСАНОВ, С.А.АЛИЕВ

Сектор РИ АН Азербайджана, Институт Физики АН Азербайджана
Баку-143, пр. Г.Джавида, 33.

Исследовано термоэлектрические и термомагнитные эффекты в $Cd_xHg_{1-x}Te$ до и после γ -облучения. Показано, что облучение приводит к уменьшению общей термоэдс α_0 , сдвигу температуры максимума и точки инверсии ее знака в сторону низких температур, что является подтверждением появления в результате облучения донорных центров.

Исследование термоэлектрических и термомагнитных явлений в полупроводниках позволяет получить сведения о характере проводимости, эффективной массе носителей, энергетическом спектре и механизмах рассеяния носителей. Известно, что в термоэлектрических и термомагнитных явлениях определяющими факторами являются концентрация и эффективная масса носителей. Поэтому изучение влияния γ -облучения на термоэлектрические и термомагнитные явления может дать дополнительную информацию о природе и характере электроактивных дефектов, возникших в результате облучения. С этой целью было проведено комплексное исследование термоэдс α_0 , магнитотермоэдс α_m , и коэффициент эффекта Нернст-Эттингс-гаузена ε_2 кристаллов КРТ в температурном интервале 4,2-300 К и в магнитных полях $0 \leq H \leq 22$ кЭ до и после γ -облучения.

Монокристаллические образцы КРТ с $x=0,12$ и $x=0,15$ полученные промышленным путем облучались γ -квантами с энергией 1,25 МэВ источника ^{60}Co до доз $D \leq 10^{10}$ рад. Интенсивность облучения составляла 10^3 рентген/час. Образцы перед облучением подробно исследовались, во избежания геометрических эффект в контакты сохранялись. Измерения в слабых магнитных полях (60-1000 Э) проводились в соленоиде типа Гельм-Голца. Затем, для измерения при более высоких полях (до 22 кЭ) тот же криостат вносился между полюсами другого электромагнита.

На рис.1, 2 представлены характерные температурные зависимости термоэдс α_0 . Из рисунков видно, что γ -облучение приводит к уменьшению величины α_0 в области температур, где $\alpha_0 > 0$, а при температурах, где $\alpha_0 < 0$ - к росту $|\alpha_0|$. При этом точка инверсии знака термоэдс смещается в область низких T , а в образце с $x=0,15$ в том же направлении смещается и положение максимума зависимости $\alpha_0(T)$. На этом рисунке также представлены данные о влиянии

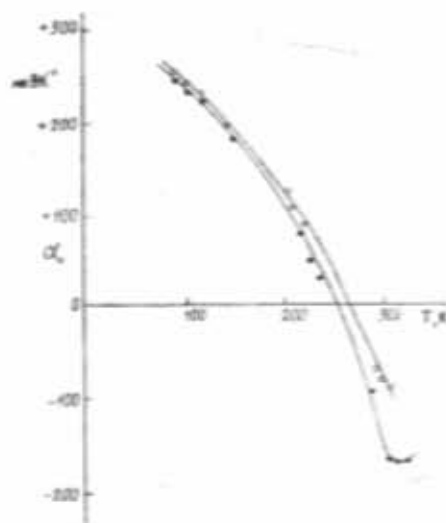


Рис. 1. Температурные зависимости термоэдс α_0 для образца $Cd_{0.12}Hg_{0.88}Te$ до и после γ -облучения. 0- $D=0$; • - $D=10^{10}$ рад.

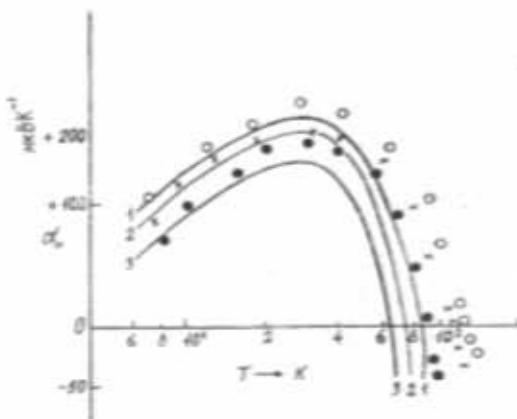


Рис. 2. Температурные зависимости термоэдс α_0 для образца $Cd_{0.15}Hg_{0.85}Te$. Сплошные линии - расчетные; 0,1- $D=0$; x, 2- $D=10^{10}$ рад; •, 3 - электронное облучение, $\Phi=7,2 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$.

электронного облучения на α_0 . Видно, что характер действия электронного и γ -облучения идентичны, отличие сводится лишь к степени действия.

В указанном выше интервале T и H также было исследовано влияния γ -облучения на поперечный эффект Нернст-Эттинггауэна ϵ_y .

Результаты по термоэдс $\alpha_0(T)$ однозначно указывают на возрастание концентрации электронов при γ -облучении. Для количественного анализа экспериментальных данных по α_0 для кристаллов с $x=0,15$ привлечены параметры носителей заряда, вычисленные по методике изложенной в [1]. Известно, что термоэдс в случае, когда в проводимости участвуют одновременно электроны и дырки, выражается как:

$$\alpha_0 = \frac{\alpha_p \sigma_p + \alpha_n \sigma_n}{\sigma_p + \sigma_n} \quad (1)$$

где α_i и σ_i ($i=p,n$) парциальные вклады носителей в термоэдс и проводимости, соответственно. Парциальные термоэдс рассчитывались согласно [2]:

$$\alpha_i = -\frac{k_0}{c} \left[\frac{J_{\tau, L_2}(\eta^*, \beta)}{J_{\tau, L_1}(\eta^*, \beta)} - \eta_i^* \right] \quad (2)$$

с привлечением температурных зависимостей концентрации и эффективных масс m_i^* носителей заряда:

$$\frac{(2m_i^* k_0 T)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} \cdot J_{3/2}(\eta^*, \beta) \quad (3)$$

Здесь $J_{\nu, c}$ - двухпараметрические интегралы Ферми, η_i^* - приведенные химпотенциалы, $\beta = \epsilon_F / kT$ - параметр непараболичности, τ - параметр механизм рассеяния. В расчетах для дырок было принято $m_p^* = 0,4 m_0$. Как показали расчеты, при низких T, несмотря на то, что $|\alpha_n| > |\alpha_p|$, в термоэдс благодаря тому, что $\sigma_p \gg \sigma_n$ и $p \gg n$ доминирующую роль играют дырки. Увеличение n , а следовательно σ_n и α_n с ростом T приводит к тому, что зависимость $\alpha_0(T)$ проходит при T ~ 25 K (до облучения) через максимум, а при более высоких T наблюдается инверсия знака α_0 (рис.2). Возрастание концентрации электронов при γ -облучении приводит к незначительному уменьшению $|\alpha_n|$ (при определенной температуре), но к незначительному увеличению σ_n . А это в свою очередь приводит к уменьшению величины α_0 в области, где $\alpha_0 > 0$ и к росту в области, где $\alpha_0 < 0$. Возрастание n и σ_n с облучением обуславливает и смещение точки инверсии знака максимума $\alpha_0(T)$. Отклонение расчетных кривых от экспериментальных при T > 50 K в $Cd_{0,15}Hg_{0,85}Te$ связано погрешностями определе-

ния зонных параметров (ϵ_c , m_n^* , η_n^*) при приближении его зонной структуры к инверсному состоянию, где определение ϵ_c , m_n^* , а следовательно и η_n^* производится с большой погрешностью.

Как показали расчеты до облучения, при низких температурах (T < 25 K) несмотря на $|\alpha_n| > |\alpha_p|$, в термоэдс преобладают дырки, благодаря их большему вкладу в проводимость ($\sigma_p \gg \sigma_n$). С ростом T (начиная с 4, 2 K) $|\alpha_n|$, $|\alpha_p|$ и σ_n увеличиваются, причем рост $|\alpha_p|$ опережает рост $|\alpha_n|$. Малое значение

$\frac{d|\alpha_n|}{dT}$ обусловлено возрастанием $n(T)$, увеличением степени непараболичности электронов и уменьшением их эффективной массы. Сильный рост α_p с T связан с тем, что концентрация дырок является слабоменяющейся функцией температуры: что приводит к снятию вырождения дырок с температурой.

При выполнении условия $|\alpha_n| \approx |\alpha_p|$ (при ~ 25 K) зависимость $\alpha_0(T)$ проходит через максимум. Дальнейшее уменьшение α_0 с T, несмотря на то, что $|\alpha_p| > |\alpha_n|$, обусловлено сильным ростом σ_n и σ_p в целом. Увеличение n с облучением приводит к уменьшению $|\alpha_n|$, а также уменьшает величину α_0 в целом при низких температурах и соответственно увеличивает $|\alpha_0|$ при высоких T. Условие $|\alpha_n| \approx |\alpha_p|$ выполняется уже при T ~ 18 K, что объясняет сдвиг положения максимума $\alpha_0(T)$ в область низких температур. Рост $\alpha_0(T)$ с облучением обуславливает также смещение точки инверсии знака α_0 к низким T.

Интерес представляет поведение полевых зависимостей магнитотермоэдс α_H , измеренных при различных температурах. Эксперименты показывают, что при комнатной температуре облучение приводит к росту величины во всем исследованном интервале полей, причем $\alpha_H < 0$. При T = 200 K до облучения $\alpha_H < 0$. Облучение приводит к смене знака α_H в слабых полях (H ≤ 2 кЭ). При H > 2 кЭ $\alpha_H > 0$, но величина магнитотермоэдс меньше исходной. Характер изменения магнитотермоэдс при T > 200 K качественно объясняется ростом концентрации электронов (следовательно σ_n и σ_p) при облучении, аналогично поведению термоэдс.

Выражение для магнитотермоэдс в произвольном поле в случае смешанной проводимости имеет вид [3]:

$$\alpha_H = \frac{\alpha_p(H) \sigma_p^2 [1 + (\mu_n H)^2] + (\alpha_p - \alpha_n) \sigma_n \sigma_p [1 - \mu_n \mu_p H^2] - \alpha_n(H) \sigma_n^2 [1 + \mu_p H^2] + A_y}{\sigma_p^2 [1 + (\mu_n H)^2] + 2\sigma_n \sigma_p [1 - \mu_p \mu_n H^2] + \sigma_n^2 [1 + (\mu_p H)^2]} \quad (4)$$

где $A_y = -\frac{k_0}{c} \sigma_a \sigma_p [E_y^{(p)} - E_y^{(n)}] \cdot (\mu_p H - \mu_n H)$ - слагаемое учитывающее поперечный эффект Нернст-Эттинггаузена (Н-Э). E_y - частичное безразмерное поле Н-Э носителей:

$$\alpha_i(H) = \frac{\alpha_i(0) + (\mu_i H)^2 \alpha_i(\infty)}{1 + (\mu_i H)^2}$$

- магнитотермоэдс носителей.

Совместный анализ данных о влиянии облучения на параметры носителей заряда и их частичных вкладов в проводимости и термомагнитные коэффициенты показал, что поведение магнитотермоэдс при $T=200$ К обусловлено изменением при этом "электронных" составляющих связанным с увеличением n .

Количественный анализ влияния электронного и γ -облучения на термоэдс и термомагнитные явления в кристаллах КРТ подтвердил ранее сделанный вывод (3) о том, что облучение не оказывает существенного влияния на механизм рассеяния носителей, изменяя лишь число рассеивающих центров.

Как известно, термомагнитный эффект Н-Э является аналогом эффекта Холла. В случае вырожденного одного типа носителей заряда и слабого магнитного поля поведение температурных и полевых зависимостей коэффициента Холла R_x и Н-Э ϵ_y соответствуют друг-другу. Эффект Н-Э наиболее чувствителен к механизму и характеру рассеяния, наличию другого типа носителей заряда и т.д. Характерные зависимости ϵ_y от H (при различных T) для образцов КРТ показывает, что с ростом H ϵ_y либо растет во всем интервале H , либо, проходя через максимум, уменьшается.

Это обусловлено тем, что исследованные образцы КРТ являются либо полупроводниками с узкой запрещенной зоной, либо беспелевыми полупроводниками, в которых проводимость всегда осуществляется одновременно легкими электронами и тяжелыми дырками с параметрами удовлетворяющими условиям $p < \mu_p, \mu_n > \mu_p$. В случае эффекта Холла электроны и дырки в электрическом поле движутся навстречу друг другу и отклоняются в магнитном поле на одну и ту же грань образца, вследствие чего с ростом H происходит компенсация величины Холловского поля E_x . Иначе обстоит дело с эффектом Н-Э. Ввиду того, что под действием градиента температуры электроны и дырки движутся в одном и том же направлении, магнитное поле отклоняет их на разные грани, поэтому с ростом H растет и поле Н-Э. Конечно, это сказывается и на температурной зависимости ϵ_y .

Отметим, что результаты по ϵ_y тоже подтверждают ранее сделанный вывод о том, что облучение γ -квантами приводит к изменению лишь числа рассеивающих центров, не изменяя механизм рассеяния.

Отжиг образцов, произведенной при 300 К показали, что действия облучения в течение 20-30 суток исчезает. При повышении температуры отжига время исчезновения РД сильно уменьшалось. Так при 400 К она становилась меньше 1 часа.

Полагаем, что источникам наведенных электронов так же как электронном облучении, является РД донорного типа на основе вакансий Те.

Таблица 1
Параметры образца $Cd_{0,15}Hg_{0,85}Te$ до и после γ -облучения

x	T, K	D · 10 ¹⁰ рад	σ_0 Ом ⁻¹	p · 10 ¹⁷ см ⁻³	μ_p см ² · В ⁻¹ · с ⁻¹	n · 10 ¹⁴ см ⁻³	μ_n · 10 ⁻⁴ см ² · В ⁻¹ · с ⁻¹
0,15	300	0	50	2,2	200	400	0,7
		1	55	2,2	180	600	0,5
	200	0	38	2,3	220	80	2,4
		1	42	2,3	220	110	2
	77	0	16	1,5	240	6	12
		1	20	2	220	9	10
	4,2	0	4	1,6	160	0,4	5
		1	4	1,8	140	0,35	4,5

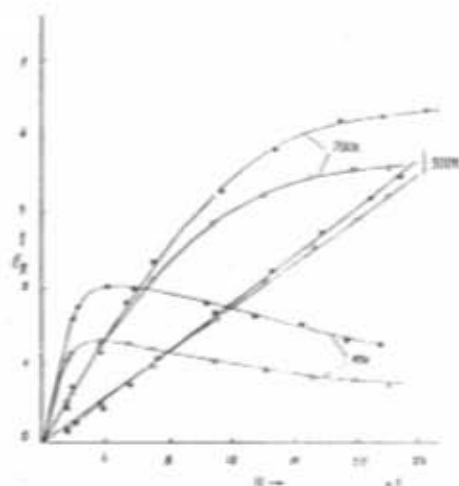


Рис. 3. Полевые зависимости величины безразмерного поля Н-Э ϵ_y для образца $Cd_{0,15}Hg_{0,85}Te$ при различных температурах, после γ -облучения. 0-D=0; • - D=10¹⁰ рад.

1. S.A.Aliev, E.I.Zulfigarov, R.S.Selimzade. J.Radiation Effects, 1988, v.106, pp.203-204.
3. S.A.Aliev, E.I.Zulfigarov, T.G.Gadzhiyev, R.S.Selimzade. J.Radiation Effects, 1989, v.2, pp.149-153.
2. Б.М.Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Наука, Л., 1970.

E.S.ZÜLFİQAROV, S.İSƏFƏROVA, Z.S.HƏSƏNOV, S.A.ƏLİYEV

**Cd_xHg_{1-x}Te BƏRK MƏHLULLARININ TERMOMELEKTRİK VƏ
TERMOMAQNİT XASSƏLƏRİNƏ γ -ŞÜALARIN TƏ'SİRİ**

Bu məqalədə Cd_xHg_{1-x}Te (x=0,12 ; 0,15) bərk məhlullarının maqnit termo e.h.q. və eninə Nernst-Ettingshausen effektinə γ -şüaların tə'siri öyrənilmişdir. $\alpha(H)$ asılılığının işarəsinin mənfi olduğu temperatur bölmündə şüalanma $\alpha(H)$ asılılığının müsbət olduğu temperatur bölmündə isə şüalanma $\alpha(H)$ asılılığının böyüməsinə səbəb olur. Təcrübi nəticələr təsdiq edir ki, γ -şüaların tə'siri nəticəsində Cd_xHg_{1-x}Te kristallarında donor tipli defektlər yaranır.

E.J. ZULFIGAROV, S.J. SAFAROVA, Z.S.GASANOV, S.A.ALIEV

**EFFECT OF γ -IRRADIATION ON CD_XHG_{1-X}TE THERMOELECTRIC
AND THERMOMAGNETIC PROPERTIES.**

The effect of γ -irradiation on magnetic thermo-e.m.f. and Nernst-Ettingshausen transverse effect in Cd_xHg_{1-x}Te (x=0,12; 0,15) has been studied. In the temperature region with the negative sign of $\alpha(H)$ magnetic thermo-e.m.f the irradiation leads to a decrease in $\alpha(H)$, while in the region with the positive sign-to its increase. The results confirm the conclusion that under γ -irradiation of the Cd_xHg_{1-x}Te crystals the donor-type radiation defects are formed.