

УДК 621.315.592

ТЕРМОЭДС И МАГНИТОТЕРМОЭДС В ЭЛЕКТРОННО- И ГАММА ОБЛУЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Cd_x Hg_{1-x}Te$ ПРИ ОТНОСИТЕЛЬНО НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

ЗУЛЬФИГАРОВ Э.И.

*Институт Радиационных Проблем НАНА
Азербайджанский Университет Кооперации
E-mail: aku1964@mail.ru*

Введение. В узкощелевых и бесщелевых полупроводниках изучение особенностей радиационных эффектов представляет интерес в связи как участием в проводимости электронов и дырок, так и возможностью создания радиационно устойчивых преобразователей на их основе. Не менее важной задачей является определение параметров носителей заряда в них.

Проявления уникальных свойств твердых растворов теллуридов кадмия и ртути (КРТ) при регистрации ИК-излучения в зависимости от стехиометрического состава рассматривается как перспективными в диапазонах 1-2,5 мкм, 3,2-3,7 мкм и при 8-12 мкм при 77К [1-3]. В частности, в [1] впервые сообщается об наблюдении суперлюминесценции в интервале длин волн $\lambda=3250-3450$ нм при 77 К, а не при $T=12$ К, что позволяет прогнозировать о реальных практических перспективах КРТ структур. При температуре жидкого азота подвижность электрона в КРТ имеет достаточное значение (порядка $3 \div 5 \cdot 10^5$ см²/(В·с)), поэтому длина диффузионного смещения может достигать несколько сот микрон.

В зависимости от размера фоточувствительных площадок (до 300x300 мкм) и размера р-п-перехода (~20 мкм) реальная обнаружительная способность фотодиодов на основе КРТ будет зависеть от технологий изготовления, от состава, технологических способов кристаллизации, а также от внешних воздействий (рис.1, [1,2]).

Твердые растворы $Cd_x Hg_{1-x}Te$ являются перспективными материалами

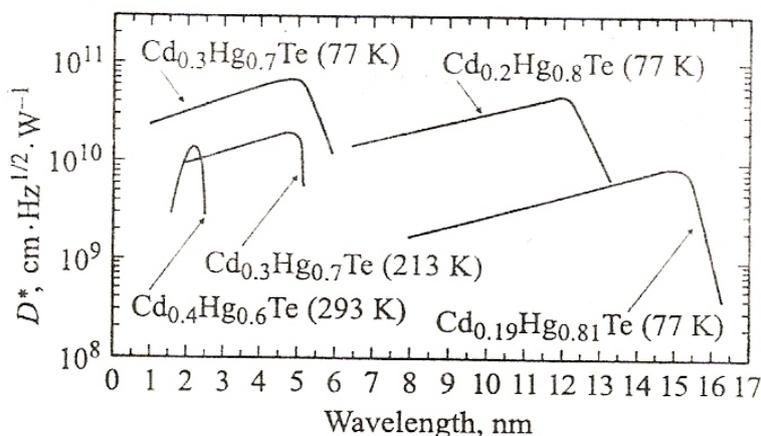


Рис. 1. Спектральные зависимости обнаружительной способности фотоприемников на основе соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ).

для приемников ИК-излучения, работающих на основе поперечного термомагнитного эффекта Нернста-Эттинггаузена (Н-Э). Удельная чувствительность δ ($\text{В}\cdot\text{м}\cdot\text{Вт}^{-1}$) и инерционность τ (сек) прямо пропорциональны полю Н-Э E_y и количеству тепла, поглощаемого единицей поверхности чувствительного элемента

$$\delta = \frac{E_y \cdot S}{W}, \tau = \frac{0,4 \cdot c}{\chi} \cdot \delta \quad (1)$$

Где χ , c – коэффициенты теплопроводности, теплоемкости, W/S – количество тепла, поглощаемого единицей поверхности чувствительного элемента [4]. Из выражений (1) следует, что для создания термомагнитного преобразователя ИК-излучения с высокой удельной чувствительностью необходимо выбирать материал с низкой теплопроводностью, большим значением коэффициента Н-Э. Инерционность приемника определяется теплопроводностью и толщиной чувствительного элемента. Для создания малоинерционного приемников необходимо, чтобы чувствительный элемент из КРТ имел минимальную толщину и обладал высокой теплопроводностью. Приемники ИК-излучения на основе эффекта Н-Э (высокие значения E_y) позволяют определить температуры источника и место его нахождения.

Для создания термомагнитного преобразователя ИК-излучения с высокой чувствительностью необходимо выбрать материал с низкой теплопроводностью, но с большим значением коэффициента E_y Н-Э. Вместе с тем, высокие значения E_y достигаются в материалах КРТ с высоким значением отношения подвижностей $\mu_n/\mu_p \gg 1$. Этим требованиям отвечает $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с низкой теплопроводностью и смешанной проводимостью (электроны и дырки) [4-7].

Методика экспериментов

Образцы были изготовлены в следующих режимах:

1. Высокоомные образцы с удельным сопротивлением $\rho_0 \sim 10 \cdot 10^{-2}$ Ом·см и отрицательной постоянной Холла $|R_x| \sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^3 \cdot \text{Кл}^{-1}$ при 4,2 К и $H=200$ Э. В слабых полях поперечная магнитосопротивления значительно превышает продольное и достигает насыщения при $H \sim 1 \text{ кЭ}$. Продольное магнитосопротивление увеличивается с ростом поля медленнее и достигает насыщения при $H \sim 2 \text{ кЭ}$. Максимальные значения продольного и поперечного магнитосопротивления приблизительно одинаковы по величине: $(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{max}} \sim 2$. Низкоомные образцы с удельным сопротивлением $\rho_0 \sim 10 \cdot 10^{-2}$ Ом·см и отрицательной постоянной Холла $|R_x| \sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^3 \cdot \text{Кл}^{-1}$ при 4,2 К в слабом поле ($H=200$ Э). Магнитосопротивление большинства образцов этой группы незначительно по величине, отношение $\Delta\rho/\rho_0$ достигает предельных значений (порядка 1) в поле 4,5 кЭ (как в поперечном, так и в продольном).

3. Образцы с положительной термоэдс α при $T=4,2$ К. В интервале $4,2 < T < 20$ К термоэдс возрастает в 1,5 раза с ростом T , затем наблюдаются уменьшение величины α и высокотемпературная инверсия знака термоэдс при $T=120 \div 150$ К. Значения α при $T=4,2$ К составляет $20 \div 80$ мкВ/К, а при $T=300$ К $100 \div 130$ мкВ/К.

4. При $T=4,2$ К термоэдс образцов этой группы имеет отрицательный знак. С ростом T $|\alpha|$ образцов группы II быстро уменьшается и при $T=10 \div 20$ К термоэдс этих образцов меняет знак на противоположный. При $T > 100$ К происходит вторичная инверсия знака α . В высокотемпературной области зависимость $\alpha(T)$ качественно та же, что и для образцов группы I. Величина $|\alpha|$ при гелиевой температуре составляет $70 \div 120$ мкВ/К, а максимальное положительное значение α не превышает 70 мкВ/К.

5. К этой группе относятся образцы, термоэдс которых имеет отрицательный знак во всем исследованном интервале температур. При $T=4,2$ К значения $|\alpha|$ составляет $30 \div 40$ мкВ/К. С ростом T в интервале $4,2 \div 20$ К наблюдается увеличение $|\alpha|$ приблизительно до 130 мкВ/К, затем зависимость $\alpha(T)$ проходит через максимум и в

интервале $20 \div 50$ К $|\alpha|$ вновь уменьшается до значений $30 \div 40$ мкВ/К. С ростом T происходит увеличение $|\alpha|$ до значений $100 \div 150$ мкВ/К аналогично образцам групп I-II.

Ряд использованных в эксперименте образцов был получен промышленным методом (образцы с $x=0,12; 0,15; 0,20$), а некоторые (с $x=0; 0,1; 0,12; 0,15; 0,20; 0,25$) были синтезированы в лаборатории низкотемпературных электронных явлений НАН Азербайджана. Эти образцы в интервале температур $4,2 \div 180$ К имели положительную термоэдс и отрицательный коэффициент Холла в магнитных полях $0,7 \div 11$ кЭ, причем $|R_0(4,2)| \sim 300 \div 800$ см³·К⁻¹. Удельное сопротивление исследованных нами образцов было порядка $10^{-2} \div 10^{-1}$ Ом·см. Для всех исследованных образцов удовлетворялись условия $p \gg n$ ($p \sim 10^{17}$ см⁻³, $n \sim 10^{14}$ см⁻³), $\mu_n \gg \mu_p$, $n\mu_n < p\mu_p$ и $n\mu_n^2 > p\mu_p^2$.

Образцы вырезались в форме параллелепипеда размерами $15 \times (3 \div 5) \times (0,6 \div 1)$ мм. После этого они подвергались отжигу в вакууме и в парах ртути. Для этого приготовленная к отжигу ампула помещалась в длинную кварцевую трубку, на которую намотан нагреватель. Кварцевая трубка нагревалась равномерно по всей длине, а перепад температуры создавался за счет теплоизоляции нагревателя на участке, где находился образец. Температура образца и паров ртути контролировались термометрами. В связи с тем, что процесс длительного отжига образцов проводился под низким давлением паров ртути, в одном из отсеков кварцевой лодочки помещалась в необходимом количестве ртуть. Длина ампулы выбиралась с таким расчетом, что образцы находились в области печки с более высокой температурой (200°C), чем участок трубки с ртутью (180°C). Кварцевые ампулы, в которых проводился длительный отжиг образцов, также подвергались предварительной обработке. Вначале ампулы травилась в растворе «царской водки», промывались дистиллированной водой или спиртом, а иногда отжигались при непрерывной откачке при температуре 1173 - 1273 К.

После предварительной обработки на образцы напаивались металлические токовые контакты. Пайка контактных проводов осуществлялась микро паяльником с флюсом $\text{NH}_4\text{Cl} + \text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O} + \text{ZnCl}_2 + \text{H}_2\text{O}$. В качестве припоя использовался сплав $\text{Zn}(93\%) + \text{Ag}(4\%) + \text{Au}(3\%)$ с температурой плавления 140°C . Использование этого припоя позволяет получить надежные омические контакты с малым сопротивлением. В качестве контактных проводов использовались медные проволоки диаметром 30 мкм. Отметим, что для получения образцов КРТ с необходимыми электрофизическими параметрами, наряду с объемной кристаллизацией, часто пользуются и другие способы кристаллизации. К ним можно отнести способ молекулярно-лучевой эпитаксии, метод ионной имплантации, парафазной эпитакцией и т.д. [2,6,14]. Образцы, получаемые этими методами, отличаются, в первую очередь, состоянием дефектности поверхностных слоев и возможностью управления параметрами материала еще на стадии его выращивания. Однако, более универсальными для модификации исходных свойств материала, с целью получения заданных полупроводниковых стабильных структур и с регулируемой плотностью дефектов широко используются радиационные методы воздействия. При любом виде облучения в материал вводятся РД, которые в случае КРТ в конечном итоге определяют все электрофизические, фотоэлектрические, магнитооптические и др. свойств.

Облучение образцов проводилось на линейном ускорителе электронов типа ЭЛУ-4 и ЭЛУ-6 с номинальной энергией на выходе $3,5$ МэВ и 5 МэВ соответственно. Ускоритель работал на частоте 50 Гц в импульсном режиме. Длительность импульсов равнялась $2,5$ мкс. Образцы имели толщины 500 - 600 мкм. При указанной энергии ускоренных электронов и толщине образцов электроны, проходя через образцы, создают в них радиационные дефекты, равномерно распределенные по всей толщине. Облучение производилось в воздухе, для предотвращения нагрева образцов они продувались сжатым воздухом. Величина тока ускоренных электронов в процессе облучения контролировалась с помощью пояса Роговского. Температура образцов при

облучении измерялись термопарами. С целью более точного фиксирования влияния облучения на кинетические коэффициенты измерения проводилась до и после облучения на одних и тех же контактах.

Средняя поглощенная доза D при толщине образца на много раз большей длины свободного пробега электрона рассчитывается по формуле:

$$\Phi = \frac{Jt}{eS}$$

где J – сила тока (мкА), S – площадь образца, e – заряд электрона, t – время облучения.

Дозиметрию γ -излучения от изотопа ^{60}Co при мощности дозы $4,8 \cdot 10^3 \text{P/c}$ осуществляли ферросульфатным дозиметром Фрике, по изменению состояния валентности иона Fe^{2+} в трехвалентное состояние Fe^{3+} .

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Нами показано, что для образцов КРТ при $x=0 \div 0,3$ при 300К температурная и магнитолевая зависимости величины $Q_{\perp} \cdot V$ и удельной чувствительности проходят через максимум [5,22,23]. При значении магнитного поля $V=1\text{Tл}$ зависимость δ от состава и дозы e^{-} облучения приведена в таблице 1.

Таблица 1.

Изменение удельной чувствительности δ образцов КРТ в зависимости от состава и дозы e^{-} облучения

$\Phi, \text{см}^{-2}$	$\delta \cdot 10^5, \text{В} \cdot \text{м} \cdot \text{Вт}^{-1}$				
	$x=0$	$x=0,12$	$x=0,15$	$x=0,2$	$x=0,25$
0	2,1	6,2	7,4	9	8,5
$3 \cdot 10^{17}$	4	8,5	11	13	10
$5,6 \cdot 10^{17}$	6	12	15	20	14,5
$8 \cdot 10^{17}$	4	10	12	17	10
$1,5 \cdot 10^{18}$	3	8	10	14	9

Как видно, зависимость $\delta(x)$ достигает максимального значения при $x=0,2$.

Из табл.1 видно, что при значениях e^{-} облучения дозой $\Phi=5,6 \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$ значение δ проходит через максимум, при этом повышения значений δ приемников составляет $14,5 \cdot 10^{-5} \text{В} \cdot \text{м} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Таким образом, кристаллы $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ при $x=0,15 \div 0,25$ могут быть использованы в качестве чувствительного элемента в термомагнитных приемниках ИК излучения.

Нами экспериментально исследовано влияние облучения быстрыми электронами на температурную зависимость электропроводности (σ), постоянной Холла (R_x) и холловской подвижности (μ_x) монокристаллов $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ ($0,18 \leq x \leq 0,95$) n - и p -типа проводимости.

В результате проведенных измерений установлено, что облучение быстрыми электронами с потоком $\Phi \leq 10^{15} \text{см}^{-2}$ на электрофизические свойства исследуемых образцов не влияет. Естественно полагать, что это связано с высокой концентрацией собственных дефектов в этих образцах.

В кристаллах $p\text{-Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ облучение быстрыми электронами с $\Phi \approx 10^{15} \text{см}^{-2}$ почти не влияет на ход температурной зависимости электропроводности. При этом лишь увеличиваются численные значения σ и температура, при которой наступает собственная проводимость. В частности, при относительно низких температурах ($77 \leq T \leq 220 \text{K}$) σ почти не зависит от T , а затем, с ростом температуры, вследствие преобладания собственной проводимости, она увеличивается [7-9, 11].

При облучении этих же образцов быстрыми электронами с $\Phi=10^{16} \text{см}^{-2}$ в интервале температур $100 \leq T \leq 200 \text{K}$ с ростом T электропроводность слабо увеличивается, а при $T=260\text{K}$ зависимость $\sigma(T)$ проходит через максимум и до $T=260\text{K}$

с ростом температуры σ хотя слабо, но все же увеличивается. При $T > 260\text{K}$ с ростом температуры σ слабо увеличивается. По-видимому, вышеуказанные зависимости σ и T обусловлены ионизацией примесей и преобладанием собственной проводимости, соответственно. Влияние облучения этих образцов электронами с $\Phi = 10^{16}\text{ см}^{-2}$ на их электропроводность проявляется еще в том, что после такого облучения σ во всем рассмотренном диапазоне T уменьшается относительно исходного. Это изменение более заметно в области более низких температур ($T < 100\text{K}$) и при оптимальных условиях достигает почти десяти раз [3, 7, 8, 11, 14, 20].

Дальнейшее увеличение потока электронов до $\sim 10^{17}\text{ см}^{-2}$ приводит к резкому увеличению абсолютного значения σ относительно имеющего место в исходном (необлученном) образце. При этом в области относительно низких температур ($77 \leq T \leq 230\text{ K}$) с ростом T проводимость образцов уменьшается, при $T = 230\text{K}$ зависимость σ от T проходит через минимум, а затем с ростом температуры σ резко увеличивается [11, 13, 15, 23-25].

Что касается влияния электронного облучения на температурную зависимость постоянной Холла в образцах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, то как в необлученных, так и в облученных при $\Phi \leq 10^{16}\text{ см}^{-2}$ кристаллах в области относительно низких температур она положительная ($R_x > 0$) и с ростом T уменьшается [20, 21, 25-27].

В районе $T = 200\text{-}250\text{K}$ происходит инверсия знака R_x , а далее (где преобладает роль электронов в проводимости, вследствие их высокой подвижности, т.е. $\mu_n > \mu_p$) она становится отрицательной и с ростом температуры R_x увеличивается. При относительно малых Φ после облучения, хотя ход зависимости $R_x(T)$ не подвергается существенному изменению, значение R_x заметно меняется после облучения образцов быстрыми электронами с $\Phi = 10^{15}\text{ см}^{-2}$ абсолютное значение постоянной Холла $|R_x|$ уменьшается, а после облучения быстрыми электронами с $\Phi = 10^{16}\text{ см}^{-2}$ $|R_x|$ увеличивается относительно имеющего место в необлученных образцах [3, 4, 12, 13, 16].

При облучении образцов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ быстрыми электронами с $\Phi = 10^{16}\text{ см}^{-2}$ происходит инверсия знака постоянной Холла и во всем рассмотренном интервале температур она становится отрицательной. Оказалось, что как температура, так и значение потока Φ , при которой происходит инверсия знака R_x в изучаемых нами кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, зависят от состава (значения x) образца и исходной концентрации свободных носителей заряда (p_0) в них. С ростом p_0 (в большинстве случаев x) температура и Φ , при которых происходит инверсия знака R_x , увеличиваются (рис.2).

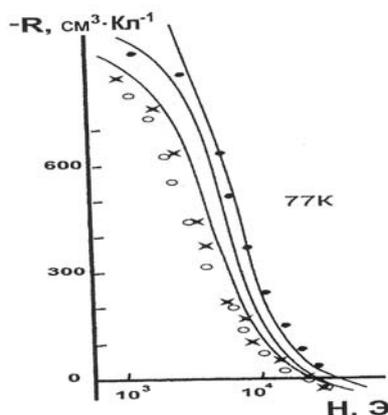


Рис.2 Полевые зависимости коэффициента Холла для образца $\text{Cd}_{0,15}\text{Hg}_{0,85}\text{Te}$. Сплошные линии – расчетные, о – $\Phi=0$; • - $\Phi=7,2 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-2}$; x- $\Phi=10^8\text{ Гр}$.

В кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $0,18 \leq x \leq 0,95$ до облучения электропроводность с ростом температуры сначала (в диапазоне $77 \leq T \leq 130$ К) уменьшается, а потом (при $T > 130$ К) резко увеличивается. В этих кристаллах тоже, как и в p -типа кристаллах, влияние электронного облучения на электрофизические параметры начинает проявляться при $\Phi > 10^{15}$ см⁻². С ростом Φ от 10^{15} до 10^{16} см⁻² электропроводность увеличивается, характер (форма) зависимости σ от T почти сохраняется, а температура, при которой зависимость $\sigma(T)$ для необлученных и облученных при различных Φ образцов почти сливаются, растет. Температура, при которой σ получает минимальное значение, с ростом дозы облучения увеличивается. При относительно низких температурах с увеличением Φ численные значения σ растут относительно исходного [3, 5, 11, 13-17].

Исследована [8-11] также зависимость R_x и σ от дозы облучения в изучаемых образцах. Установлено, что в n -типа материале как до, так и после облучения $R_x < 0$. В p -типа материале при $10^{16} \leq \Phi \leq 10^{17}$ см⁻² происходит $p \rightarrow n$ конверсия типа проводимости, а при $\Phi \leq 10^{16}$ см⁻² $R_x > 0$. С ростом x конверсия типа проводимости наблюдается при более высоких Φ . Электронное облучение в рассмотренных условиях значительно меняет σ и R_x в изучаемых кристаллах. Зависимости μ_x от дозы электронного облучения показали, что в p -типа кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ после облучения быстрыми электронами с $\Phi > 10^{15}$ см⁻² μ_x увеличивается относительно исходного, а в n -типа образцах – сначала (при $\Phi \leq 10^{16}$ см⁻²) наблюдается уменьшение, а потом (при $\Phi > 10^{16}$ см⁻²) рост подвижности с увеличением Φ [10-15].

При облучении быстрыми электронами в изучаемые образцы одновременно вводятся радиационные дефекты донорного и акцепторного характера с преобладанием донорного. Поэтому в p -типа образцах степень компенсации увеличивается и в них наблюдается температурная зависимость электрофизических параметров, характерные для компенсированных полупроводников [15]. Видимо поэтому, при увеличении дозы e^- облучения (при больших Φ) в изучаемых образцах p -типа проводимости наблюдается инверсия типа проводимости. В образцах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при малых Φ вследствие введения дефектов происходит упорядочение кристалла. Поэтому, подвижность носителей заряда резко увеличивается. При дальнейшем росте Φ в этих образцах увеличивается концентрация донорных уровней и, соответственно, μ_x уменьшается, а концентрация свободных носителей заряда увеличивается.

Уникальные физические свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в бесщелевом состоянии привели к открытию совершенно новых особенностей электронных процессов в твердых телах. Появился цикл работ, посвященных исследованию явлений переноса в них. В предположении межзонного фононного рассеяния было предсказано существование глубокого минимума на температурной зависимости термоэдс α в HgTe [26, 31]. Для объяснения его необходимо было привлечь вклад тяжелых дырок и электронов в проводимости. Известно, что в полуметаллах и узкозонных полупроводниках интерпретация экспериментальных данных о α_0 и магнитотермоэдс $\Delta\alpha(H)$ затруднена в связи с участием в проводимости одновременно электронов и дырок с сильно различающимися подвижностями и концентрациями, а также влиянием на них зонных параметров, внешних воздействий (магнитного и электрического полей, давления электронного и γ -облучения, сильно зависящих от температуры). Поэтому для более детального исследования электронных явлений в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ необходимо, прежде всего, определить значения параметров носителей заряда.

Отметим, что исследование термоэдс и магнитотермоэдс в полупроводниках дает богатую информацию об электронных процессах, происходящих в них. В частности, по данным α_0 и $\alpha(H)$ в примесной области проводимости можно однозначно судить о механизме рассеяния, о зонной структуре, степени выражения и неупругого характера рассеяния. Данные о $\alpha_0(T)$ и $\alpha(H)$ в смешанной области проводимости в полуметаллах также дают ценные сведения о концентрации, подвижности уровня

Ферми и других параметрах носителей заряда.

Однако смешанный характер проводимости в кристаллах КРТ затрудняет анализ экспериментальных результатов. Несмотря на это, перспективность использования твердых растворов КРТ в термоэлектрических и термомагнитных преобразователях ИК-излучения требует подробного изучения этих свойств и выявления способов улучшения их характеристик [23-26].

Как отмечалось, в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$, в зависимости от состава, концентрации электронов и дырок, термоэлектрические свойства могут отличаться друг от друга коренным образом. Поэтому их можно условно разделять на две группы. Это образцы, в которых термоэдс при низких температурах ($T < 40 \div 50K$) положительна, с ростом T α_0 растет и при некоторой температуре, проходя через максимум, уменьшается, происходит смена знака α на отрицательный (это составы $x \sim 0,14$; $x = 0,15$).

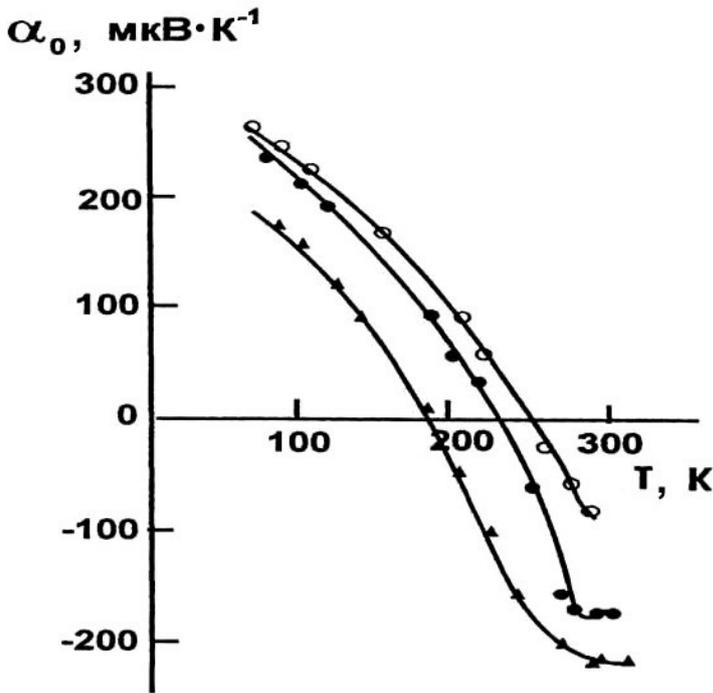


Рис. 3. Температурные зависимости термоэдс α_0 образца $Cd_{0,12}Hg_{0,88}Te$; (\circ) – $\Phi=0$, (\bullet) – $\Phi=5,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, (\blacktriangle) – $\Phi=1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$.
(\circ) – $\Phi=0$, (\bullet) – $\Phi=7,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

К этой группе можно отнести образец с $x=0,12$, в котором α_0 положительна ниже $T \leq 270K$, но исследован лишь до 80K. Во вторую группу относятся образцы, термоэдс которых отрицательна во всем исследованном интервале ($4,2 \div 300K$), т.е. образцы, обладающих n -типом проводимости. Из них наиболее интересен состав с $x=0,14$, на котором при $10 \leq T \leq 18K$ обнаружено отклонение от монотонного уменьшения $\alpha_0(T)$ и образец с $x=0,20$, на котором в интервале $8 \div 60K$ наблюдается резкий максимум, характерный для эффекта увеличения носителей заряда фононами (Рис. 4 и 5). Если сопоставить эти данные с результатами гальваномагнитных свойств в них, можно сделать предположение о роли в них разного типа носителей в термоэдс. Так, в образце с $x=0,12$; $0,15$ велик дырочный вклад в проводимость. Прохождение кривой $\alpha_0(T)$ через максимум и инверсия знака с положительного на отрицательный связаны с ростом концентрации электронов $n(T)$. В случае состава с $x=0,10$ и $x=0,20$ зависимость $\alpha_0(T)$ на первый взгляд должна объясняться чисто электронной проводимостью. Однако, считаем необходимым для этого привлечь и данные о магнитотермоэдс $\alpha_0(H)$.

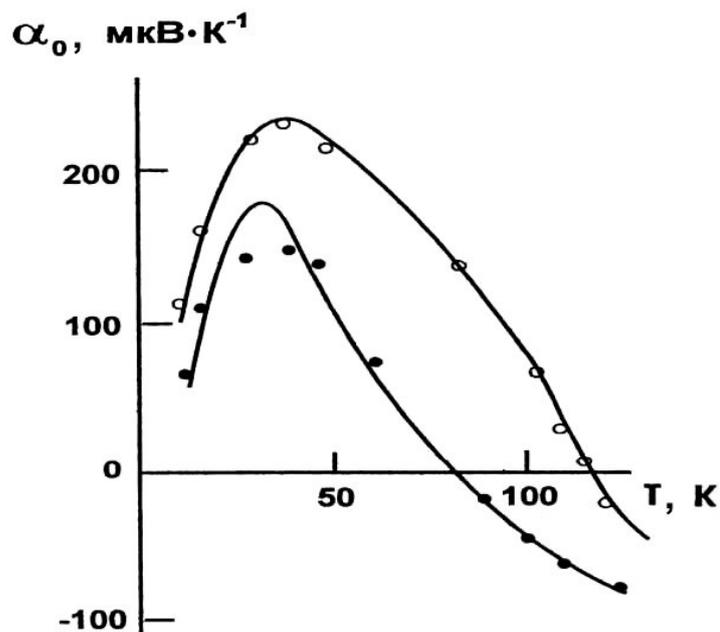


Рис. 4. Температурные зависимости термоэдс α_0 образца $\text{Cd}_{0,15}\text{Hg}_{0,85}\text{Te}$; (●) - до облучения, (○) – после облучения $\Phi=7,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

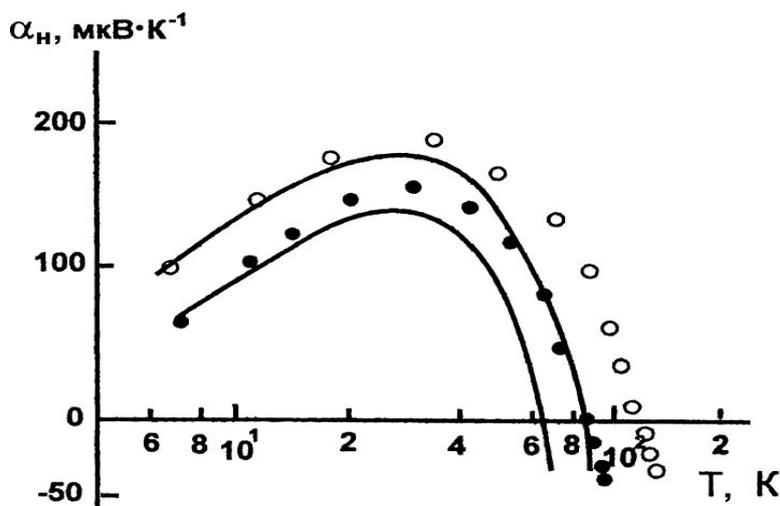


Рис. 5. Температурные зависимости термоэдс образца $\text{Cd}_{0,15}\text{Hg}_{0,85}\text{Te}$; сплошные линии – расчетные; (○) – $\Phi=0$, (●) – $\Phi=5,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Остановимся на зависимостях $\alpha(H)$ образца с $x=0,14$, измеренных при различных значениях магнитного поля.

Комплексные исследования зависимостей $\sigma(T)$, $R(T)$, α_0 и $\alpha(H)$ в образцах КРТ с $x=0,14 \pm 0,005$ в интервале 4-80К и магнитных полей $H=0,006 \div 1,2$ Тл для определения параметров носителей заряда были привлечены данные о σ и полевой зависимости коэффициента Холла. Совместный анализ экспериментальных результатов R в этих областях с данными σ позволяет, по методике, предложенной в [21], рассчитать концентрацию n , p и подвижности μ_n , μ_p легких электронов зоны проводимости и тяжелых дырок.

Температурные зависимости $\mu_n(T)$ и $\mu_p(T)$ позволяли полагать, что в интервале 4÷25К носители рассеиваются, в основном, на ионизированных примесях, а при $T \geq 25\text{К}$ сказывается и рассеяние на оптических фононах.

На рис. 4 и 5 представлены сплошными линиями температурные зависимости термоэдс $\alpha(T)$ и магнитотермоэдс $\alpha_H(T)$. Магнитное поле оказывает на термоэдс сильное влияние: с ростом значительно возрастает значение $\alpha_H(T)$, проявляется второй максимум, а точка инверсии знака $\alpha_H(T)$ смещается в сторону высоких температур. Конечно, наблюдаемое явление качественно объясняется смешанным характером проводимости. Однако, для получения более конкретных сведений необходим количественный анализ данных.

Известно, что в общем случае магнитотермоэдс в смешанной области проводимости и в произвольном магнитном поле имеет вид [15-17].

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

где $A_y = -\frac{K_0}{l}\sigma_n\sigma_p(E_y^p - E_y^n) \cdot (\mu_p H - \mu_n H)$ слагаемое, учитывающее

поперечный эффект Нернста-Эттингсгаузена (Н-Э); E_y^i – парциальное безразмерное поле Н-Э ($i=p; n$); $\sigma_i = en_i\mu_i$ – проводимость носителей заряда;

$$\alpha_i(H) = \frac{\alpha_i(0) + (\mu_i H)^2 \alpha_i(\infty)}{1 + (\mu_i H)^2} \quad (3)$$

магнитотермоэдс носителей заряда.

Для расчета $\alpha_i(0)$, $\alpha_i(\infty)$, помимо данных о n , p , μ_n , μ_p , необходимо знать значения приведенных химпотенциалов ζ_p^* и ζ_n^* дырок и электронов, соответственно. Величины ζ_p^* и ζ_n^* были вычислены по данным $p(T)$ и $n(T)$ с привлечением температурной зависимости эффективной массы электронов на дне зоны проводимости и эффективной массы дырок ($m_p^* = 0,4m_0$). При расчетах $\alpha_i(0)$ был учтен и смешанный характер рассеяния носителей заряда [4, 5, 8].

Расчитанные таким образом температурные зависимости диффузионной части термоэдс и магнитотермоэдс при различных значениях H представлены на рис. 4 сплошными линиями. Видно, что ниже 20К расчетная кривая сильно отличается от экспериментальных результатов. Подобное наблюдается во многих полупроводниках при низких температурах, и оно связано с увлечением носителей заряда фононами.

Обращают на себя внимание расчетные кривые магнитотермоэдс (Рис. 5). Видно, что, действительно, с возрастанием H значение $\alpha_H(T)$ сильно возрастает, имеет место только один максимум, который с ростом величины H смещается в сторону высоких T . Такое поведение расчетной кривой $\alpha_H(T)$ объясняется влиянием вкладов электронов, дырок и поперечного термомагнитного эффекта Нернста-Эттингсгаузена в магнитотермоэдс. Анализ составляющих $\alpha_H(T)$ показывает, что возрастание значения α_H и смещение положения максимума в сторону высоких T с ростом H обусловлено сильным уменьшением действия легких электронов и термомагнитного эффекта Н-Э на магнитотермоэдс (рис.5,6). Отсюда следует, что сильное магнитное поле снимает компенсирующее действие электронов, и термоэдс становится чисто дырочной. Сильное возрастание в магнитном поле дырочной доли термоэдс должно сказаться и на ее фононной части.

Действительно, из наших экспериментов следует, что α_ϕ в магнитном поле несколько большая и проявляется примерно на 5К раньше, чем при $B=0$. Наблюдаемый на эксперименте первый максимум, видимо, обусловлен эффектом увлечения дырок фононами, а второй электронной составляющей, которая при низких температурах должна стремиться к $\rightarrow 0$.

Не менее важные результаты получены при воздействии электронного и γ -облучения на термоэлектрические свойства кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ в бесщелевом и узкозонном состоянии (действие электронного облучения на термоэдс КРТ рассмотрено в работах [5,7,16]). Наиболее характерные и наглядные из них

представлены на рис. 5. Было обнаружено, что облучения приводит к существенному уменьшению величины α в области температур, где она имеет положительный знак. В области отрицательного знака термоэдс облучение приводит к возрастанию α . Облучение приводит к смещению температуры инверсии в область более низких температур. Эти результаты связаны с возрастанием n при электронном облучении, т.е. с уменьшением электронной доли термоэдс. Для сопоставления экспериментальных результатов с теорией термоэдс для случая, когда в проводимости участвуют одновременно два сорта носителей заряда (n и p), вычислен химпотенциал (по данным эффективной массы и концентрации электронов). На Рис. 5 представлены расчетные кривые до и после облучения в сопоставлении с экспериментальными данными.

В случае γ -облучения характер кривых $\alpha_0(T)$ и $R(T)$ остается прежним, но количественно они отличаются, т.е. при γ -облучении изменение термоэдс примерно 30% меньше, чем в случае электронного облучения. При обработке и интерпретации результатов также были использованы методики, выработанные при исследовании электронного облучения. Одним из важных вопросов, вызванных при анализе результатов облучения, связан с механизмом рассеяния носителей заряда и влиянием на него ионизирующего облучения. В частности, в [8, 9, 18] полагают, что для n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ величина подвижности при различных дозах облучения определяется различными механизмами рассеяния заряда в полупроводниках, определяется тепловыми колебаниями решетки, а также кулоновским взаимодействием данного порядка с ионизированными донорными и акцепторными примесями, а результирующая подвижность может определяться исходя из условия
$$\frac{1}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_L},$$
 где μ_0 –

результирующая подвижность, μ_i и μ_L – подвижности при рассеянии на ионах и на тепловых колебаниях решетки. Однако, нам представляется, что здесь необходимо учесть параметр непараболичности $\beta = \kappa T / \varepsilon_g$, а также малое значение щели ε_g в КРТ. Наши данные по температурной зависимости подвижности облученных образцов показывают, что μ_0 в них определяется, в основном, рассеянием на ионизированных примесных центрах.

Как известно, термомагнитный эффект Н-Э является аналогом эффекта Холла. В случае вырожденного одного сорта носителей заряда и слабого магнитного поля поведение температурного и полевых зависимостей коэффициента Холла R_x и Н-Э Q_I соответствуют друг другу. Эффект Н-Э наиболее чувствителен к механизму рассеяния и характеру взаимодействий носителей заряда между собою и фононами, определяющие доли неупругости этих взаимодействий. Вследствие проведения подробных исследований зависимостей ε_y от H при различных T , до и после электронного и γ -облучения, было получено, что с возрастанием H безразмерное поле Н-Э либо растет во всем интервале H , либо проходя через максимум, уменьшается (рис.6). Как видно из рис.6, характерные зависимости E_y от H (при различных T), и E_y от T (при различных H) для образца с $x=0,15$. Видно, что с ростом H E_y либо растет во всем интервале H , либо, проходя через максимум, уменьшается (рис. 9). Это обусловлено тем, что исследованные образцы твердых растворов КРТ ($x=0; 0,1; 0,12; 0,15; 0,20; 0,25$) являются либо бесщелевыми полупроводниками, либо полупроводниками с узкой запрещенной зоной, в которых проводимость всегда осуществляется одновременно легкими электронами и тяжелыми

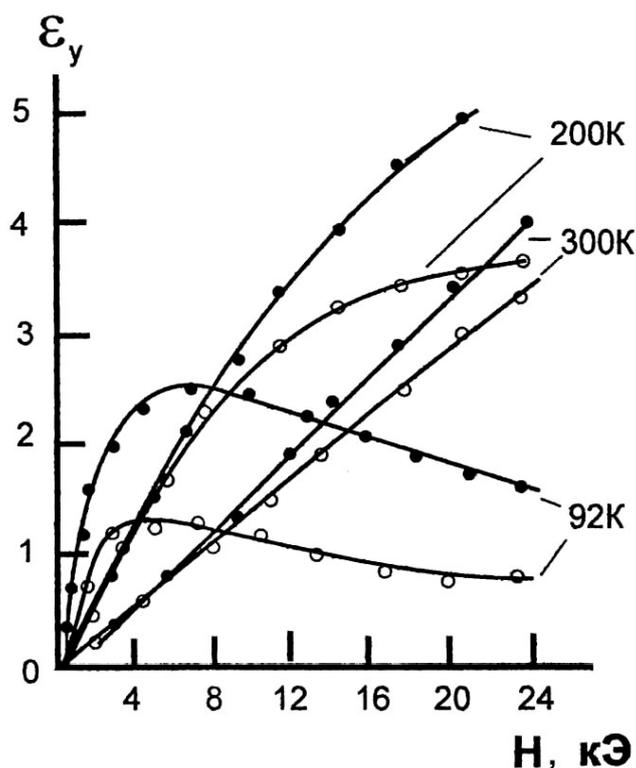


Рис. 6. Полевые зависимости величины безразмерного поля $H-E$ для $Cd_{0,15}Hg_{0,85}Te$ при различных температурах; $\circ - \Phi=0$, $\bullet - \Phi=7,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

дырками с параметрами, удовлетворяющими условиям $n < p$, $\mu_n \gg \mu_p$.

Анализ температурных зависимостей $R(T)$ показывает, что при сильных и слабых полях $R(T)$ отличаются как количественно, так и качественно. Значение R при $H=8,7$ кЭ с уменьшением T монотонно убывает и при $T=80\text{K}$ происходит инверсия знака R . По мере ослабления H ход $R(T)$ изменяется коренным образом. При $H=1,5$ кЭ до 200K с уменьшением T значения R растут, происходит через максимум, и с дальнейшим понижением T до 77K значение R уменьшается.

В слабых полях ($H=60$ Э) характеры кривых $R(T)$ до и после облучения сильно различаются: до облучения имеет слабый максимум, по мере облучения исчезает и наблюдается монотонный рост R с T . Положение максимум и величина R изменяется в зависимости от H . С ростом H максимум смещается в сторону высоких T и величина его уменьшается.

Возрастание максимума $R(T)$ связано с конкурирующим действием электронов и дырок. В слабых полях в R главную роль играют электроны, при высоких H - дырки, что приводит к сдвигу положения максимума в сторону высоких T , который обуславливает уменьшение величины максимума. При облучении наблюдается сдвиг максимума в сторону низких T и рост его величины. В силу сказанного, наблюдаемый эффект объясняется ростом n при облучении.

На Рис. 7 приведены дозовые зависимости подвижности носителей заряда и скорости изменения подвижности μ_n от дозы облучения Φ электронами образцов $n-Cd_xHg_{1-x}Te$. Из этих зависимостей с учетом постоянства скорости введения носителей заряда от дозы позволяет предположить, что величина подвижности при различных дозах e^- -облучения определяется различными механизмами рассеяния носителей заряда. Нужно принять во внимание, что подвижность носителей заряда в полупроводниках определяется их столкновением с колеблющимися атомами кристаллической решетки, а также кулоновским взаимодействием с ионизированными донорными и акцепторными атомами примеси.

При рассмотрении механизмов рассеяния носителей заряда в кристаллах КРТ также учитывается ряд особенностей структуры узкозонного твердого раствора: полярность кристалла, малая ширина запрещенной зоны, различие эффективных масс электронов и дырок, а также заметная непараболичность зоны проводимости. В e^- -облученных образцах также имеет место большая концентрация радиационных дефектов и в этом случае необходимо учесть механизм – рассеяния на ионизированных центрах [8, 17, 25].

Интерес представляет поведение полевых зависимостей магнитотермоэдс α_H , измеренных при различных температурах.

На Рис. 8 дана зависимость $\alpha_H(H)$ для образца $Cd_{0,15}Hg_{0,85}Te$ при температурах 100, 200, 300К.

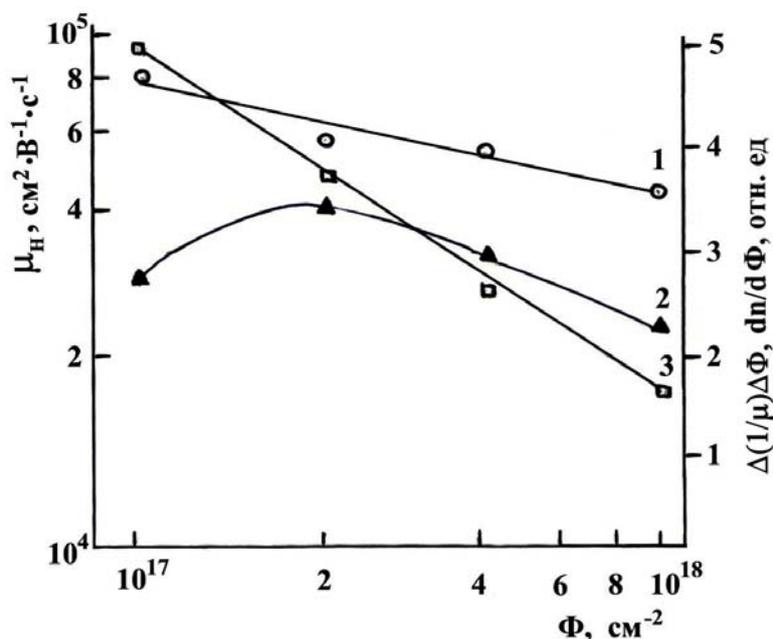


Рис. 7. Зависимость подвижности носителей заряда μ_H (кривые 1, 2) и $\Delta(1/\mu)/\Delta\Phi$ (кривая 3) от дозы e^- -облучения образцов $n-Cd_{0,15}Hg_{0,85}Te$ [21].

На рис.8 соответствующие зависимости представлены для образца $Cd_{0,12}Hg_{0,88}Te$. Как видно (Рис 8), при комнатной температуре облучение приводит к росту величины $|\alpha_H|$ во всем исследованном интервале полей, причем $\alpha_H < 0$. При $T=200K$ до облучения $\alpha_H > 0$. Облучение до дозы $\Phi = 5,6 \cdot 10^{17} cm^{-2}$ уменьшает величину магнитотермоэдс, а с увеличением дозы до $\Phi = 1,5 \cdot 10^{18} cm^{-2}$ приводит к смене знака α_H в слабых полях ($H \leq 2$ кЭ). При $H > 2$ кЭ $\alpha_H > 0$, но величина магнитотермоэдс меньше исходной. Характер изменения магнитотермоэдс при $T \geq 200K$ качественно объясняется ростом концентрации электронов (следовательно, σ_n и σ_o) при облучении, аналогично поведению термоэдс.

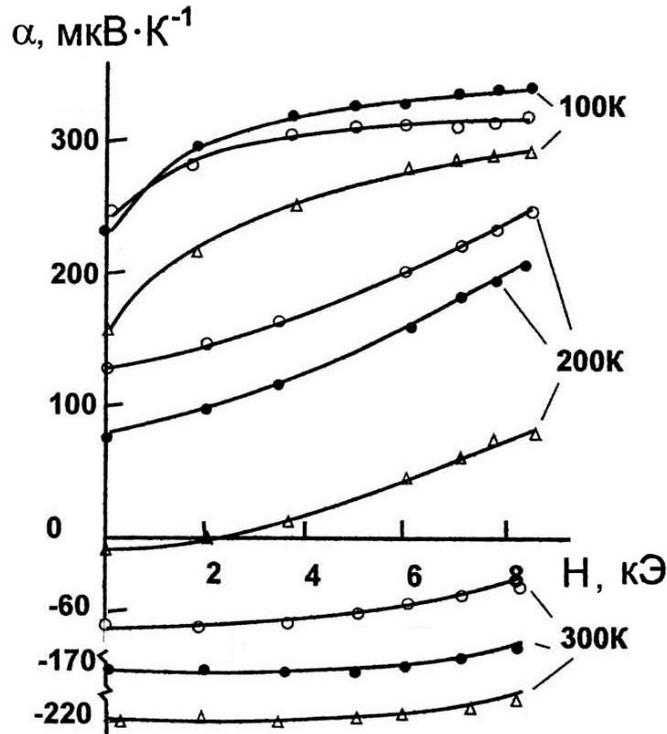


Рис. 8. Полевые зависимости термоэдс α образца $\text{Cd}_{0,12}\text{Hg}_{0,88}\text{Te}$ при различных температурах;

$\circ - \Phi=0$, $\bullet - \Phi=5,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$; $\Delta - \Phi=1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

На первый взгляд трудно объяснить поведение α_H при $T=100\text{K}$ при облучении до $5,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. В слабых полях ($H \leq 1,5 \text{ кЭ}$) значение магнитотермоэдс меньше исходного, что соответствует поведению α_H при высоких T . Но при $H > 1,5 \text{ кЭ}$ значение магнитотермоэдс превышает величину α_H до облучения. После облучения до $\Phi=1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ величина магнитотермоэдс уменьшается во всем интервале полей. Для объяснения экспериментальных результатов при 100K необходимо провести детальный анализ.

Совместный анализ данных о влиянии облучения на параметры носителей заряда и их парциальных вкладов в проводимость и термомагнитные коэффициенты показали [рис.6-8], что поведение магнитотермоэдс при $T=200\text{K}$ обусловлено изменением при этом "электронных" составляющих связанным с увеличением n .

Для того чтобы понять поведение α_H при $T=100\text{K}$, надо отметить следующее. Изменение α_H в поле связано с насыщающим действием магнитного поля на высокоподвижные электроны. Уменьшение величины подвижности электронов (влияние подвижности дырок на α_H несущественно) приводит к дополнительному уменьшению α_H (благодаря множителю $[1+(\mu_n H)^2]$). Но при $T=100\text{K}$ облучение до $\Phi=5,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ практически не меняет μ_n (с $9,2 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ до $9,1 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), и действие магнитного поля не только компенсирует увеличение электронного вклада, но и увеличивает значение магнитотермоэдс после облучения, поскольку при этом $\sigma_p \gg \sigma_n$.

Облучение до $\Phi=1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ снижает величину μ_n с $9,1 \cdot 10^4$ до $6,8 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, что совместно с изменением $|\alpha_n(H)|$, σ_n обуславливает уменьшение α_H по сравнению с исходным значением.

Поведение термоэлектрических и термомагнитных коэффициентов в образцах HgTe и $\text{Cd}_{0,1}\text{Hg}_{0,9}\text{Te}$ с облучением объясняется подобным образом с учетом относительно высокой исходной концентрации дырок.

Количественный анализ влияния электронного и γ -облучения на термоэдс и термомагнитные явления в кристаллах КРТ подтвердил ранее сделанный вывод о том,

что облучение не оказывает существенного влияния на механизм рассеяния носителей, изменяя лишь число рассеивающих ионизированных 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 Q_{\perp} соответствует друг другу.

Эффект Н-Э наиболее чувствителен к механизму и характеру рассеяния, наличию другого типа носителей заряда и т.д. На рис.9 представлены характерные зависимости E_y от T при различных значениях H до и после облучения.

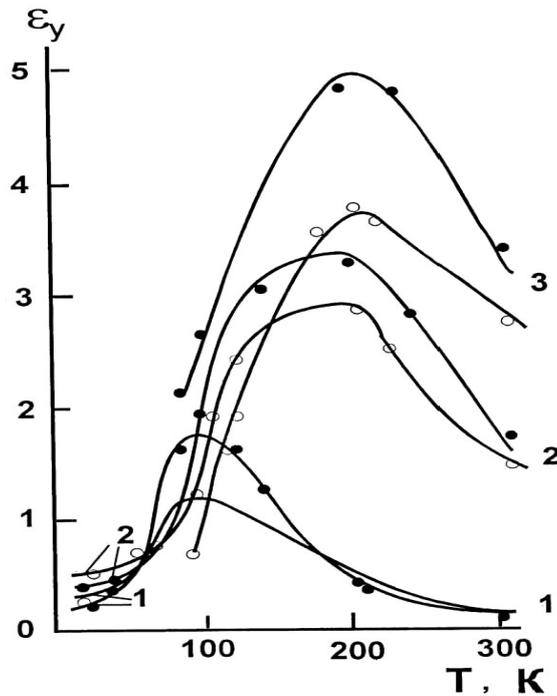


Рис.9. Температурные зависимости величины безразмерного поля Н-Э для $Cd_{0,15}Hg_{0,85}Te$ при различных магнитных полях; кривые (1) – $H=1,6$ кЭ, (2) – $H=11$ кЭ, (3) – $H=20$ кЭ. $\circ - \Phi=0, \bullet - \Phi=7,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

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 термомагнитным 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 E_y (Рис.9). Необходимым условием для проявления смешанной проводимости является выполнение $n\mu_n < p\mu_p$.

Из рис. 2 видно, что для образца с $x=0,15$ при $T \sim 80\text{K}$ и $H_0=19$ кЭ наблюдается инверсия знака R_x . Это подтверждает, что в исследованных образцах при $T \leq 300\text{K}$ $n \ll p$. По приведенному выше качественному описанию появления E_x и E_y при инверсии знака R_x величина E_y должна была пройти через максимум. Однако, как видно, E_y в этом случае, проходя через максимум при $H \sim 4$ кЭ, убывает медленно. Последнее связано с особым характером полевой зависимости E_y . Согласно теории [15, 17, 30], при $p \neq n$ зависимость $E_y(H)$ имеет такой же характер, как для примесной проводимости, т.е. при $(\mu_n H)^2 \ll 1$ $E_y \sim (\mu_n H)$, а при $\mu_p H \gg 1$ $E_y \sim (\mu_p H)^{-1}$. Если же $p=n$, то с ростом H E_y не убывает,

а во всем интервале H растет.

Обращают на себя внимание результаты влияния электронного облучения на E_γ . Отметим, что и здесь подтверждается ранее сделанный вывод о том, что облучение приводит к изменению лишь числа рассеивающих центров [24-26,31].

Из приведенных обзорных данных можно заключить, что электронное и γ -облучение приводят к образованию радиационных дефектов донорного типа, источниками которых являются вакансии Те. Показано, что электронное и γ -облучения кристаллов $Cd_x Hg_{1-x}Te$ в узкозонном состоянии приводят к возрастанию концентрации электронов, но с переходом кристаллов в бесщелевое состояние концентрация в интервале $2 \div 40$ К остается постоянной. Установлено, что постоянство n (Т) в бесщелевом состоянии обусловлено захватом электронов, возникших из мелких донорных центров и РД, акцепторными центрами, расположенными в зоне проводимости и обладающими концентрациями, намного превосходящими концентраций доноров и РД. В интервале $4,2 \div 100$ К в $Cd_x Hg_{1-x}Te$ концентрация акцепторных центров, расположенных в зоне проводимости, намного превышает концентрацию доноров, что приводит к локализации значительной части электронов, образовавшихся в результате облучения.

-
1. Ноздрин Ю.Н., Окомельков А.В., Котков А.П. и др. Индуцированное и спонтанное излучение $Cd_x Hg_{1-x}Te$ структур в диапазоне 3,2-3,7 мкм при 77 К. // ФТП, 2004, т. 38., вып. 12, с. 1419-1422.
 2. Стафеев В.И., Болтарь К.О., Бурлаков И.Д. и др. Матричные фотоприемные устройства среднего и дальнего ИК-диапазонов на основе фотодиодов $Cd_x Hg_{1-x}Te$. //ФТП, 2005, т.39, вып.10, с. 1257-1265.
 3. Зульфигаров Э.И., Алиев С.А. Влияние электронного облучения на кинетические эффекты в $Cd_x Hg_{1-x}Te$. //Изв. АН Азерб. Респуб., сер. физ. мат. и техн. наук, 2005, т.25, №2, с.145-152.
 4. Алиев С.А. Явления переноса заряда тепла в узкощелевых и бесщелевых полупроводниках. Баку, Элм, 2008, 293 с.
 5. Зульфигаров Э.И. Влияние электронного облучения на кинетические эффекты в узкозонных твердых растворах $Cd_x Hg_{1-x}Te$. Канд. дисс. ФИАН Азерб. ССР, 1985.
 6. Гасанзаде С.Г., Сальков Е.А., Шепельский Г.А. Фотоэлектрические и фотомагнитные свойства бесщелевого $Cd_x Hg_{1-x}Te$ в инфракрасной и миллиметровой области спектра излучения при раскрытии энергетической щели. // ФТП, 1997, т.31, №1, с.35-41.
 7. Mandelis A., Batista J., Shaughnessy D. Infrared photocarrier radiometry of semiconductors: Physical principles and scanning imaging of deep subsurface electronic defects // Phys.Rev. B 67, №5, 2003.
 8. Будный В.Н., Войцеховский А.В., Гречух З.Г. и др. Электрофизические и рекомбинационные характеристики $Cd_x Hg_{1-x}Te$, облученного электронами при $T=300$ К // ФТП, т.11, вып.8, 1977, с. 1540-1544.
 9. Варварин В.С. Точечные дефекты и фотоэлектрические свойства эпитаксиальных структур $Cd_x Hg_{1-x}Te$, выращенных методами парафазной и молекулярно – лучевой эпитаксии. Автореф. дис.канд., Новосибирск, Институт физики п/и СО РАН, 2001, 25 с.
 10. Заитов Ф.А., Исаев Ф.К., Гориков А.В. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых полупроводниковых твердых растворах. Б, Азербнешр, 1984, 211 с.
 11. Абдинов А.Ш., Мамедов Ф.И., Сеидли Г.С. Электрофизические характеристики облученных γ - квантами монокристаллов $Cd_x Hg_{1-x}Te$ $0,24 < x < 0,40$ // Изв. АН СССР, Неорг.матер., 1991, т.27, №4, с.696-698.
 12. Абдинов Д.Ш., Салаев Э.Ю., Сеидли Г.С. Рекомбинация неравновесных носителей тока $Cd_x Hg_{1-x}Te$ ($0,540 \leq x \leq 0,92$). //ДАН Аз ССР 1984, т.20, N12, с.33-35.

13. *Алиев С.А., Зульфигаров Э.И.* Способ изготовления термомагнитного приемника ИК –излучения. А.С. N1322907, 1987.
14. *Богабоющийся В.В., Ижнин И.И.* Механизм конверсии типа проводимости при бомбардировке кристаллов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ионами малых энергий // Изв. ВУЗов «Физика», 2000, т. 43, №8, с.16-25
15. *Войцеховский А.В., Волошин В.П., Гильман М.Б., Коханенко А.Г.* Радиационная физика узкозонных полупроводников / Алма –Ата, 1998: Гылым, с.163
16. *Алиев С.А., Зульфигаров Э.И., Гаджиев Т.Г.* Влияние электронного облучения на гальваномагнитные и термоэлектрические свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ // Изв. ВУЗ-ов СССР, Физика, 1988, с.11
17. *Абиев А.К., Мамедов Э.Т., Зульфигаров Э.И.* Метастабильные дефекты в полупроводниках // Институт физики АН Азерб. ССР, Препринт №326, 1989, с.1-12
18. *Войцеховский А.В., Кирюшкин Е.М., Коханенко А.П. и др.* Подвижность носителей заряда в облученных электронами кристаллах $n\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ // Изв. АН СССР Неорган. матер., 1988, т. 24, №4, с.573-583
19. *Войцеховский А.В., Коханенко А.П.* Радиационные эффекты в ИК фотонных детекторах на основе КРТ / Материалы 9-ой Межд. конфр. «ФХП-9». Кемерово, 2004: КемГУ, т. 1, с. 25-28
20. *Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Коротаев А.Г., Григорьев Д.В.* Особенности формирования профиля распределения электрически активных радиационных дефектов при ионной имплантации эпитаксиальных пленок КРТ, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии / Материалы 9-ой Межд. конфр. «ФХП-9». Кемерово, 2004: КемГУ, т. 2, с. 380-383
21. *Зульфигаров Э.И.* Кинетические эффекты в электронного – и γ -облученных узкозонных твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. Автореф. Док. Диссер. Институт РПИ НАН Азерб. Баку, 2008, 34 с.
22. *Aliyev S.A., Selim-zade R.I., Zulfugarov E.I., Gadjiev T.G.* Electron irradiation influence on the thermoelectric and galvanomagnetic properties of the $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ solid solutions // Radiation Effects. Great Britain, London, 1988, V.106, p.203-208.
23. *Aliyev S.A., Zulfugarov E.I., Gadjiev E.I., Selim-zade R.I.*, Effect of electron irradiation on Express, 1989, v.2, p.149-153.
24. *Зульфигаров Э.И., Сафаров С.И., Алиев С.А.* Влияние γ -облучения на электрические и гальваномагнитные свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ // Ж. Физика (Баку), 1996, N4, с.36-39.
25. *Зульфигаров Э.И.*, Влияние электронного и γ -облучения на электрические, гальвано и термомагнитные свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ // Ж. Физика (Баку), 1998, N4, с.20-23.
26. *Зульфигаров Э.И., Алиев С.А., Гашишзаде Ф.М., Селимзаде Р.И.* Поведение термоэдс и магнитотермоэдс в бесщелевом $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при низких температурах // Ж. Физика (Баку), 1995, N4, с.6-11.
27. *Бахтин П.А., Дворецкий С.А., Варавин В.С. и др.* Исследование зависимостей проводимости и коэффициента Холла от магнитного поля в пленках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. //ФТП, 2004, т.38, N10, с. 1203-1206.
28. *Косяченко Л.А., Кульчинский В.В., Паранчич С.Ю., Склярчук В.М.* Возможности использования твердого раствора $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$ в солнечных элементах //ФТП, 2007, т.41, в.1, с.95-114.
29. *Зульфигаров Э.И.* Сопоставительные исследования термо эдс и термомагнитных явлений в e^- и γ -облученных $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / Материалы «V Харьковской Международ. Ассамблеи» Научно-техн. Симпозиум, 2003, Харьков, раздел III, с. 139-141.
30. *Knich M.* Photoelectric and photomagnetic properties of gapless $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ in infrared and microwave region of irradiation spectra // J/Electron Mater., 2000, v.29,p.809-812.
31. *Zulfugarov E.I.* On thermomagnetictranguducers of IR rays on the base of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ //J.Fizika (Baku), 2003, v.9, N3,4, p.50-52.

**AŞAĞI TEMPERATURLARDA ELEKTRON VƏ QAMMA
ŞÜALARLA ŞÜALANDIRILMIŞ $Cd_xHg_{1-x}Te$ BƏRK MƏHLULLARINDA
TERMO- VƏ MAQNITOTERMO-ELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ**

ZULFÜQAROV E.I

İcmalda $Cd_xHg_{1-x}Te$ bərk məhlullarının termo- və maqnitthermo e.h.q. xüsusiyyətlərinə e^- və γ -şüaların 4,2-300K temperaturunda təsirin qanunauyğunluqları, onlar əsasında alınan termoe.h.q. $\lambda(T)$ və maqnitthermo e.h.q. $\lambda(H)$ çeviricilərin yaradılması perspektivləri araşdırılmışdır. $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x=0,12\div 0,25$) kristallarında Hall və Nernst-Ettinghausen effektləri araşdırılmış, onlar əsasında İQ şüaların termomaqnit qəbulediciləri yaradılması imkanları müəyyənləşdirilmiş və göstərilmişdir ki, 300K-də elektron şüalandırılması təsiri ilə qəbuledicinin həssaslığı 2 dəfəyə qədər artırmaq olar. $x=0,15$ qiymətində $\lambda(T)$ asılılığında inversiya müşahidə olunur ki, şüalanmanın təsiri ilə inversiya temperaturunun maksimum qiyməti aşağı temperaturlara sürüşür.

**THERMO E.M.F. THERMOMAQNETIC E.M.F. IN THE ELECTRON AND γ -
IRRADIATED SOLID SOLUTIONS OF $Cd_xHg_{1-x}Te$ AT LOW TEMPERATURE**

ZULFUQAROV E.I

The influence of objective law of electron and γ -radiation to the solid solution of $Cd_xHg_{1-x}Te$ at temperature range of 4,2-300K, the perspectives of formation of thermo e.m.f. $\lambda(T)$ and thermomaqnetic e.m.f. (H) features of oneturners are investigated in the first summary. Hall and Nernst –Ettinghausen effects are investigated in $Cd_xHg_{1-x}Te$ crystals and this is due to formation of IR - radiation thermomaqnetic receivers formation possibilities are defined and shown that of temperature of 300K electron radiation increases a sensitivity of receiver in two times. The value of $x=0,15$ $\lambda(T)$ suspending the inversion is observed and under the influence of radiation maximum value of temperature is displaced into the low temperature.