

УДК 621.315.592

ПОВЕДЕНИЕ ТЕРМОЭ.Д.С. И МАГНИТОТЕРМОЭ.Д.С. В БЕСЩЕЛЕВОМ $Cd_xHg_{1-x}Te$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**Э.И. ЗУЛЬФИГАРОВ, Т.Г. ГАДЖИЕВ, С.А. АЛИЕВ,
ФИРУЗА М. ГАШИМЗАДЕ, Р.И. СЕЛИМ-ЗАДЕ.***Институт физики АН Азербайджана,
370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33
(Поступило 20.03.88)*

Проведено исследование термоэ.д.с. α_0 и магнитотермоэ.д.с. α_B бесщелевого образца $Cd_{0,14}Hg_{0,86}Te$ в широком интервале температур (4-80К) и магнитных полей (0-1,2 Тл). Действие магнитного поля на термоэ.д.с. ведет к росту величины $\alpha_B(T)$, появляется второй максимум α , точка инверсии знака α_B смещается в область высоких температур.

Проведен количественный анализ экспериментальных результатов $\alpha_0(T)$ и $\alpha_B(T)$ в рамках двухзонной модели. Показано, что в исследованном образце при $T \leq 25$ К имеет место эффект увлечения дырок фононами; в магнитном поле начало эффекта увлечения смещается на $T \approx 5$ К в сторону высоких T .

В связи с повышенным интересом к кристаллам $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) в последние годы появился цикл работ, посвященных исследованию явлений переноса в них. В [1], в предположении межзонного фононного рассеяния, было предсказано существование глубокого минимума на температурной зависимости термоэ.д.с. в $HgTe$. Однако, как отмечено в [1], для более строгого анализа термоэлектрических свойств кристаллов $HgTe$ и КРТ необходимо принимать во внимание вклады дырок и электронов в эти эффекты.

Известно, что в полуметаллах и узкозонных полупроводниках интерпретация экспериментальных результатов по термоэ.д.с. и магнитотермоэ.д.с. затруднена в связи с участием в проводимости одновременно электронов и дырок с сильно различающимися подвижностями и концентрациями и влиянием на них зонных параметров, сильно зависящих от температуры T . Поэтому для более детального исследования электронных явлений в кристаллах КРТ необходимо, прежде всего, определить параметры носителей заряда.

В данной работе проведено комплексное исследование электропроводности σ_0 , коэффициента Холла R_x , термоэ.д.с. α_0 и магнитотермоэ.д.с. α_B в образцах КРТ с $X=0,14 \pm 0,005$ в интервале темпе-

ратур $4 \div 80$ К и магнитных полей B $0,006 \div 1,2$ Тл. Для определения параметров носителей заряда исследуемого образца были привлечены экспериментальные данные σ_0 и полевой зависимости коэффициента Холла R_x . Совместный анализ экспериментальных результатов R_x в этих областях с данными σ_0 позволяет по методике, апробированной в [2,3], рассчитать концентрации n, p и подвижности μ_n, μ_p легких электронов зоны проводимости и тяжелых дырок, соответственно.

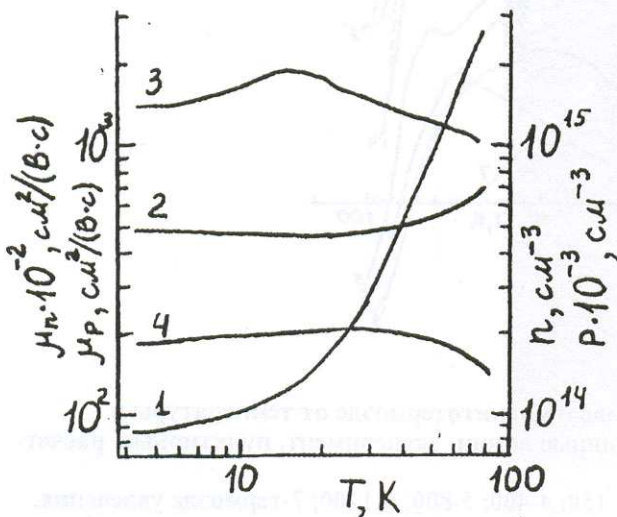


Рис.1. Температурные зависимости параметров носителей заряда в образце $Cd_{0.14}Hg_{0.86}Te$.

- 1 - концентрация электронов,
- 2 - концентрация дырок,
- 3 - подвижность электронов,
- 4 - подвижность дырок.

Результаты расчета представлены на рис.1 в виде температурных зависимостей этих параметров. Наблюдаемый немонотонный рост концентрации $n(T)$ находится в соответствии с моделью [4], согласно которой электроны захватываются акцепторными уровнями, вырожденными с зоной проводимости. Температурные зависимости $\mu_n(T)$ и $\mu_p(T)$ позволяют полагать, что в интервале $4 \div 25$ К носители рассеиваются, в основном, на ионизированных примесях, а с $T \geq 25$ К сказывается и рассеяние на оптических фононах.

На рис.2 сплошными линиями представлены экспериментальные температурные зависимости термоэд.с. $\alpha_0(T)$ и магнитотермоэд.с.

$\alpha_B(T)$. Магнитное поле оказывает на термоэ.д.с. сильное влияние: с ростом B значительно возрастает значение $\alpha_B(T)$, проявляется второй максимум, а точка инверсии знака $\alpha_B(T)$ смещается в сторону высоких температур.

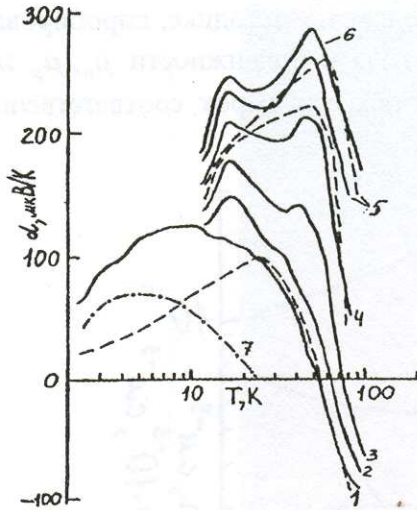


Рис.2. Зависимость термоэдс и магнитотермоэдс от температуры в $Cd_{0,14}Hg_{0,86}Te$. Сплошные линии - эксперимент, пунктирные - расчет по формуле(1).
 $B, мТл$: 1-0; 2-050; 3-150; 4-400; 5-800; 6-1200; 7-термоэдс увлечения.

Безусловно, наблюдаемые зависимости качественно объясняются смешанным характером проводимости. Однако для получения более конкретных сведений необходим количественный анализ данных. Известно, что в общем случае магнитотермоэ.д.с. в смешанной области проводимости и в произвольном магнитном поле имеет вид [5]

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

где $A_y = -\frac{k_0}{e}\sigma_p\sigma_n(E_y^{(p)} - E_y^{(n)}) \cdot (\mu_p B - \mu_n B)$ слагаемое, учитывающее поперечный эффект Нернста-Эттингсгаузена (Н-Э); E_y^i - парциальное безразмерное поле Н-Э носителей ($i = p; n$); $\sigma_i = en_i\mu_i$ - проводи-

мость носителей; $\alpha_i(B) = \frac{\alpha_i(0) + (\mu_i B)^2 \alpha_i(\infty)}{1 + (\mu_i B)^2}$ - магнитотермоэ.д.с. носителей.

Для расчета $\alpha_i(0)$, $\alpha_i(\infty)$ помимо данных о n , p , μ_n , μ_p необходимо знать значения приведенных химпотенциалов η_p^* и η_n^* дырок и электронов, соответственно. Величины η_p^* и η_n^* были вычислены по данным $p(T)$ с $n(T)$ 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 смешанный характер механизма рассеяния.

Расчитанные таким образом температурные зависимости диффузионной части термоэ.д.с. и магнитотермоэ.д.с. при различных B представлены на рис.2 пунктирными 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. На рис.2 представлена температурная зависимость фоновой термоэ.д.с., выделенной как

$$\alpha_\phi = \alpha_{экс}(0) - \alpha_{диф}(0)$$

Поскольку в области $T \leq 20$ термоэ.д.с. в исследованном образце КР в основном обусловлена дырками, и $\alpha_\phi \approx (m^*)^2$, а в КРТ $m_p^* \gg m_n^*$, то можно с уверенностью сказать, что в данном случае имеет место увлечение дырок длинноволновыми фононами.

Обращают на себя внимание расчетные кривые магнитотермоэ.д.с. (рис. 3). Видно, что, действительно, с ростом B значение $\alpha_B(T)$ сильно возрастает, имеет место только один максимум, который с ростом величины B смещается в сторону высоких T . Такое поведение расчетной кривой $\alpha_B(T)$ объясняется влиянием вкладов электронов, дырок и поперечного термомагнитного эффекта Н-Э в магнитотермоэ.д.с. Анализ составляющих $\alpha_B(T)$ показывает, что возрастание значения α_B и смещение положения максимума в сторону высоких T с ростом B обусловлены сильным уменьшением роли легких электронов

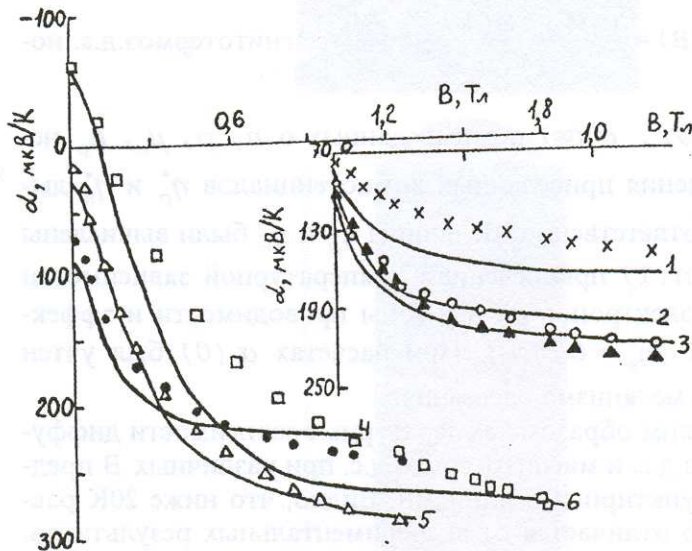


Рис.3. Магнитополевая зависимость термоэдс в образце $Cd_{0.14}Hg_{0.86}Te$.
 Сплошные линии расчет по формуле (1). В экспериментальных данных учтена термоэдс увлечения.
 T, К: x, 1-12; 0,2-16; ▲, 3-22; ●, 4-31; △, 5-51; □, 6-68.

и термомагнитного эффекта Н-Э в магнитотермоэд.с. Отсюда следует, что сильное магнитное поле снимает компенсирующее действие электронов, и термоэд.с. становится чисто дырочной. Сильное возрастание в магнитном поле дырочной доли термоэд.с. должно сказаться и на ее фононной доли. Действительно, из наших экспериментов следует, что α_2 в магнитном поле несколько больше и проявляется на $\approx 5K$ раньше, чем при $B=0$. Наблюдаемый на эксперименте первый максимум, видимо, обусловлен эффектом увлечения, а второй - действием электронной составляющей $\alpha(H)$.

Литература

1. Walukiewicz W. J. Phys. C, Solid State Phys., 1976, v. 9, N 10, p.1945-1953
2. Tsidilkoskii I.M., Giriat W., Kharus G.I., Neifeld E.A. Phys. State Sol.(b), 1974, v. 64, N 2, p. 717-727
3. Алиев С.А., Селим-заде З.И., Гаджиев Т.Г. Рук. деп. ВИНТИ, N 6205-84 Деп.
4. Гельмонт Б.Л., Дьяконов М.И. ЖЭТФ, 1972, т.62, в. 2, с. 713-724
5. Аскеров Б.М. кн."Кинетические явления в полупроводниках", Ленинград, "Наука", 1970, с. 703

E.İ. Zülfüqarov, T.Q. Hacıyev, Firuzə M. Haşımzadə, S.A. Əliyev,
R.İ. Səlimzadə

QADAĞAN ZONASIZ $Cd_xHg_{1-x}Te$ KRİSTALLARINDA TERMO E.H.Q. VƏ MAQNİTOTERMƏE.H.Q.-NİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Geniş temperatur ($4\div 80K$) və maqnit sahələri ($0\div 1,2$ Tl) intervalında qadağan sonasız $Cd_{0,14}Hg_{0,86}Te$ nümunəsində termoe.h.q. - α_0 və maqnitotermoe.h.q.- α_B kəmiyyətləri tədqiq olunmuşdur. Maqnit sahəsinin termoe.h.q.-nə təsiri nəticəsində $\alpha_B(T)$ artır, α -nın qiymətində ikinci maksimum meydana çıxır. α_B -in inversiya nöqtəsinin işarəsi yüksək temperatur oblastına tərəf sürüşür.

İkizonalı model çərçivəsində $\alpha_0(T)$ və $\alpha_B(T)$ -nin təcrübi nəticələri araşdırılmışdır. Göstərilir ki, tədqiq olunan nümunədə $T \leq 25K$ olduqda dəşiklərin fononlar tərəfindən sürüklənmə effekti baş verir; maqnit sahəsində effektin başlanğıcı yüksək temperatur oblastına tərəf $T \approx 5K$ sürüşür.

E.I. Zulfıqarov, T.G. Gadzhiev, S.A. Aliyev, Firuza M. Gashimzade,
R.I. Selimzade,

THE BEHAVIOR OF THERMOE.M.F. AND MAGNETOTHERMOE.M.F. IN GAPLESS $Cd_xHg_{1-x}Te$ AT LOW TEMPERATURES.

The thermoe.m.f. α_0 , and the magnetothermoe.m.f. α_B , of gapless $Cd_{0.14}Hg_{0.86}Te$ sample have been investigated in wide interval of temperatures (4 to 80K) and magnetic fields (0 to 1.2 T). The magnetic field act on the thermoe.m.f. brings to a rise of the $\alpha_B(T)$ magnitude, the second maximum of α had been shown, the α_B sign inversion point had been shifted to high temperature region.

In twoband model framework the quantitative analysis of experimental results in and is carried aut. It is shown that in investigated sample at the phonon-drag effect of holes had been observed, in magnetic field this effect had been displayed on earlier then at $B=0$.