

Влияние магнитного поля на эффект увлечения электронов фононами в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

© С.А. Алиев, Э.И. Зульфигаров, Р.И. Селим-Заде, З.Ф. Агаев[¶]

Институт физики Национальной академии наук Азербайджана,
А-1143 Баку, Азербайджан

(Получена 29 января 2009 г. Принята к печати 18 февраля 2009 г.)

Проведено исследование термоэдс в $n\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ (6–100 К). Обнаружен большой эффект увлечения носителей заряда фононами α_{ph} . Рассмотрено влияние магнитного поля H на термоэдс увлечения. Установлено, что магнитное поле оказывает влияние в основном на электронную долю α_{ph} . Полученные данные интерпретированы в рамках теории, учитывающей влияние H на термоэдс α_{ph} , в которой вводится параметр $A(\varepsilon)$, пропорциональный статистической силе эффекта увлечения. По экспериментальным данным $\alpha_{\text{ph}}(T, H)$ определены зависимости $A(\varepsilon)$ от T и H . Показано, что с ростом H $A(\varepsilon)$ сильно убывает. Это объясняет уменьшение α_{ph} в магнитном поле, показателя степени k в зависимости $\alpha_{\text{ph}} \propto T^{-k}$, а также сужение области проявления эффекта увлечения. Установлено, что при классически сильных полях эффект увлечения в $n\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ не исчезает.

PACS: 81.05.Dz, 75.47.Pq

1. Введение

Как известно, основным условием возникновения эффекта увлечения является близость длин волн фононов и носителей заряда $q < 2k$, которое реализуется при низких температурах. Несмотря на такие упрощенные представления об эффекте увлечения, число полупроводников, в которых он обнаружен, ограничено. Кроме Ge и Si, в которых впервые эффект проявился, он обнаружен в Te [1], InSb [2], HgSe [3], InP [4], GaAs [5], $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [6] и Ag_2S [7]. В этих работах основное внимание уделялось факту обнаружения эффекта, величине термоэдс увлечения α_{ph} , а также связи с фоновой теплопроводностью.

Влияние магнитного поля на термоэдс и на поперечный термомагнитный эффект Нернста–Эттингсгаузена теоретически рассмотрено в работах [8,9]. Из теории известно, что по данным $\alpha(H, T)$ можно получить полезную информацию об электрон-фононном взаимодействии. Естественно, что такие исследования необходимо проводить в полупроводниках с высокой подвижностью и низкой концентрацией электронов, в которых при низких температурах обычная диффузионная термоэдс велика, что способствует соответствующему большому эффекту увлечения и позволяет проследить за влиянием магнитного поля на термоэдс увлечения $\alpha_{\text{ph}}(H)$.

Данные термоэлектрических свойств кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ удовлетворяют этим требованиям, тем более что при $x = 0.14$ наблюдается эффект увлечения дырок фононами [6]. Полагаем, что сильный эффект увлечения фононами может иметь место в образцах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с n -типом проводимости, составы которых должны соответствовать полупроводниковому состоянию при $x > 0.16$. Поэтому для этой цели был выбран $n\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ с $n = 3.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и с подвижностью $\mu = 14\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (при 4.2 К).

Эксперименты показывают, что общая термоэдс в интервале 100–5 К отрицательна (рис. 1), с понижением температуры ($T \leq 60 \text{ К}$) наблюдается экстремум, характерный для эффекта увлечения. В магнитном поле характер кривых термоэдс $\alpha(H, T)$ качественно не меняется, но ее величина значительно уменьшается,

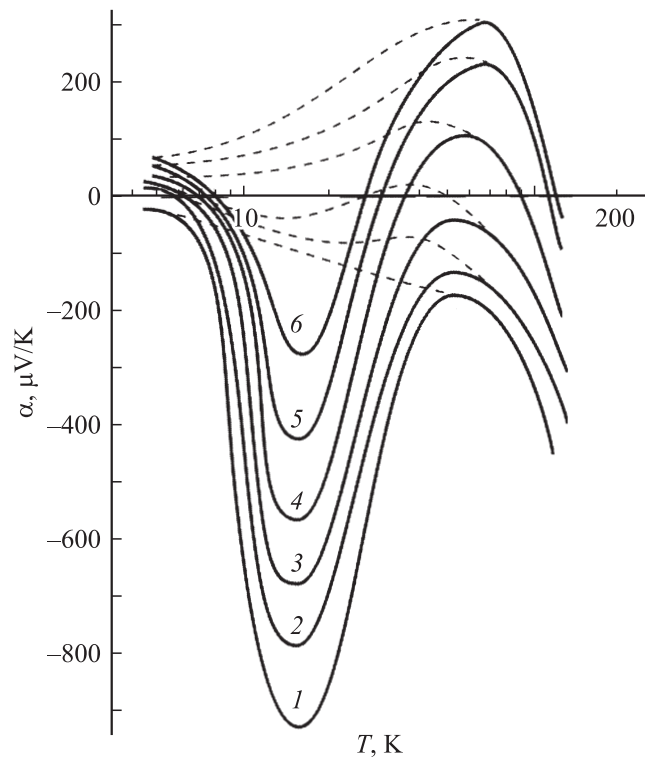


Рис. 1. Температурная зависимость термоэдс (1) и магнитотермоэдс (2–6) в $n\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ (пунктирные линии — рассчитанная диффузионная часть термоэдс) при значениях магнитного поля H (кЭ): 1 — 0, 2 — 1.9, 3 — 3.5, 4 — 5.5, 5 — 9 и 6 — 12.2.

[¶] E-mail: agayevz@rambler.ru

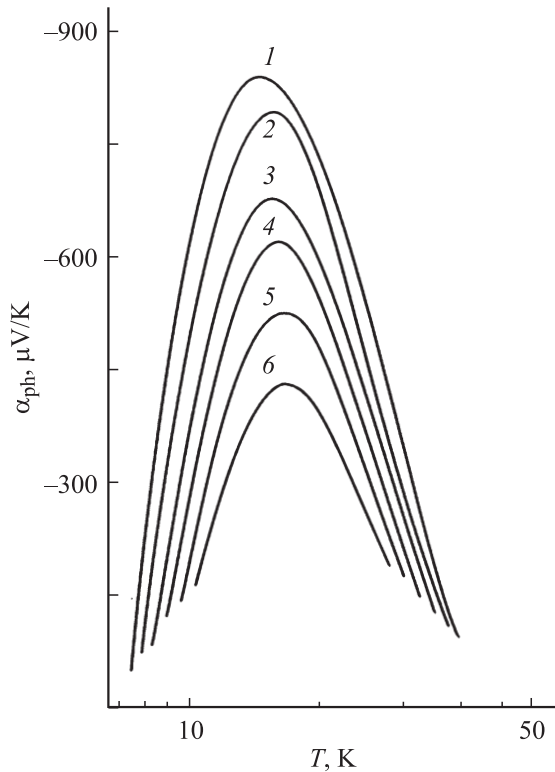


Рис. 2. Температурная зависимость термоэдс увлечения в n -Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te при различных магнитных полях H (кЭ): 1 — 0, 2 — 1.9, 3 — 3.5, 4 — 5.5, 5 — 9 и 6 — 12.2.

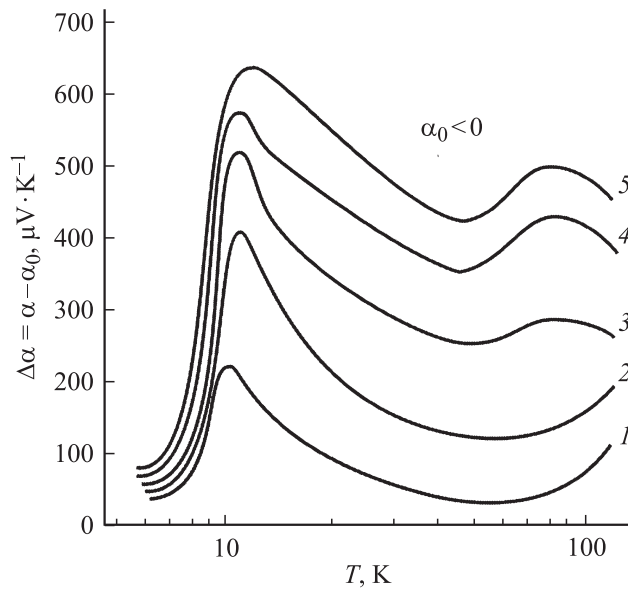


Рис. 3. Температурная зависимость $\Delta\alpha$ в n -Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te при различных магнитных полях H (кЭ): 1 — 0, 2 — 1.9, 3 — 3.5, 4 — 5.5, 5 — 9 и 6 — 12.2.

появляются две области с положительным значением магнитотермоэдс (при $T \leq 8$ К и $30 \leq T \leq 100$ К). В полях $1.5 \leq H \leq 4$ кЭ наблюдается одна точка инверсии знака $\alpha(H, T)$ ($T \leq 8$ К), которая с возрастанием H

смещается в область высоких T , а высокотемпературная ($30 \text{ К} \leq T \leq 100 \text{ К}$) точка смены знака $\alpha(H, T)$ ($H \geq 4$ кЭ) — в область низких температур (рис. 1).

Представленные данные указывают на участие в проводимости тяжелых дырок помимо легких электронов.

С целью выявления численных данных о влиянии магнитного поля на термоэдс увлечения необходимо выделить все ее составляющие. Для этого необходимо вычислить диффузионную часть электронного и дырочного вкладов. Известно, что в случае смешанной проводимости термоэдс в магнитном поле имеет вид [9]

$$\alpha(H) = \alpha_p(\alpha_h, \sigma_e, \sigma_h, R_e, R_h, H) + \alpha_n(\alpha_e, \sigma_e, \sigma_h, R_e, R_h, H) + \alpha_{N-E}, \quad (1)$$

где α_p — дырочный, α_n — электронный вклады, α_{N-E} — слагаемое, учитывающее вклад поперечного термомагнитного эффекта, σ_e, σ_h — электронная и дырочная проводимости, R_e, R_h — соответствующие коэффициенты Холла носителей заряда. Парциальная термоэдс носителей заряда α_i ($i = e, h$) в произвольном магнитном поле H рассчитана как [9]

$$\alpha(H) = \alpha_e \pm \Delta\alpha = \alpha_0 \pm \frac{v^2}{1 + v^2} \Delta\alpha_\infty \quad \left(v = \frac{\mu H}{c} \right). \quad (2)$$

Для расчета всех параметров были определены концентрации (n, p) и подвижности (μ_e, μ_h) носителей заряда по методике, описанной в [10].

Результаты расчета температурной зависимости $\alpha_{\text{dif}}(H)$ приведены на рис. 1 пунктирными линиями. Из этих данных можно заключить, что максимум α в интервале $40 \leq T \leq 90$ К обусловлен диффузионными составляющими термоэдс электронов и дырок. На рис. 2 представлены температурные зависимости выделенной фоновой части термоэдс при различных значениях магнитного поля. Видно, что с возрастанием магнитного поля (до 12 кЭ) уменьшение $\alpha_{\text{ph}}(H)$ в точках максимума происходит почти в 2 раза, а положение максимума на температурной шкале слегка смещается в область высоких температур. Температурный интервал проявления эффекта увлечения в магнитном поле сужается. Определены температурные зависимости магнитотермоэдс $\Delta\alpha(T, H)$ (рис. 3). Показано, что в области $T \approx 10$ –12 К $\Delta\alpha(T, H)$ проходит через максимум, при 70 К наблюдается менее выраженный экстремум. Сопоставление этих данных с расчетными кривыми диффузионной части $\Delta\alpha(T, H)$ позволяет заключить, что первый максимум $\Delta\alpha$ обусловлен эффектом увлечения электронов, а высокотемпературный экстремум обусловлен диффузионной частью $\Delta\alpha$. Сдвиг положения этих максимумов в сторону более высоких температур обусловлен постепенным подавлением высокоподвижных электронов магнитным полем.

2. Обсуждение результатов

Как отмечалось, основная цель работы сводится к рассмотрению влияния магнитного поля на термоэдс увлечения. Теоретически данный вопрос рассмотрен в [8,9], где увлечение носителей заряда фононами рассмотрено в общем случае: когда энергия носителей заряда в полупроводнике описывается произвольным и изотропным законом дисперсии при произвольной степени вырождения носителей заряда.

В [9] приведена формула $\alpha_{\text{ph}}(H)$ (17.28), где вводится очень важный параметр $A(\varepsilon)$ — сила эффекта увлечения. Для вычисления $\alpha_{\text{ph}}(T, H)$ необходимо знать явный вид $A(\varepsilon)$. Из общего выражения $\alpha_{\text{ph}}(T, H)$ следует, что если электроны проводимости полностью вырождены, то α_{ph} отлична от нуля и независимо от наличия магнитного поля равна

$$\alpha_{\text{ph}}(T) = -\frac{\kappa}{e} A(T, \xi), \quad (3)$$

где ξ — граница Ферми. Отсюда следует, что термоэдс увлечения α_{ph} отлична от нуля даже без учета температурного размытия границы Ферми. Поскольку $A \propto T^{-4}$ или $A \propto T^{-3}$ [9], при низких T и вырождении электронного газа α_{ph} может доминировать над обычной диффузионной термоэдс ($\alpha \propto T$). Поэтому по экспериментальным значениям $\alpha_{\text{ph}}(T, H)$ при низких T по формуле (3) можно рассчитать этот важный параметр $A(T, \xi)$, пропорциональный статистической силе увлечения, равной $(-A(\varepsilon)\kappa_0\nabla T)$ [9]. При низких T , где основную роль играет рассеяние фононов на границе образца, $A(\xi)$ не зависит от T и $\alpha_{\text{ph}}(T)$ должна насыщаться. Однако при более низких T (после прохождения α_{ph} через максимум), когда выполняется условие $k_0T \ll \hbar\omega_q$, сила увлечения $A(\varepsilon)$ и соответственно α_{ph} стремятся к нулю при $T \rightarrow 0$. Из общего выражения для $\alpha_{\text{ph}}(T)$ (17.28 [9]) следует, что в области классически сильных магнитных полей $\alpha_{\text{ph}}(H \rightarrow \infty, T)$, так же как и диффузионная термоэдс, не зависит от механизма рассеяния электронов, но сильно зависит от T и определяется только средней силой увлечения

$$\alpha_{\text{ph}}(H \rightarrow \infty, T) = -\left(\frac{\kappa_0}{e}\right) \langle A(\varepsilon) \rangle. \quad (4)$$

Из (4) следует, что по значениям термоэдс увлечения при сильных полях можно непосредственно найти среднюю силу увлечения $\langle A(\varepsilon) \rangle$, что позволит оценить константу взаимодействия.

Из (17.28 [9]) также следует, что в отсутствие магнитного поля значение данного отношения

$$\frac{\alpha_{\text{ph}}(0)}{\alpha(0)} = \frac{\langle \tau/m^* A_{\text{ph}}(\varepsilon) \rangle / \langle \tau/m^* \rangle}{\langle x\tau/m^* \rangle / \langle \tau/m^* \rangle - \eta} \quad (5)$$

увеличивается с ростом степени вырождения.

Заметим, что все особенности теории фононного увлечения имеют непосредственное отношение к представленным экспериментальным данным. Для объяснения

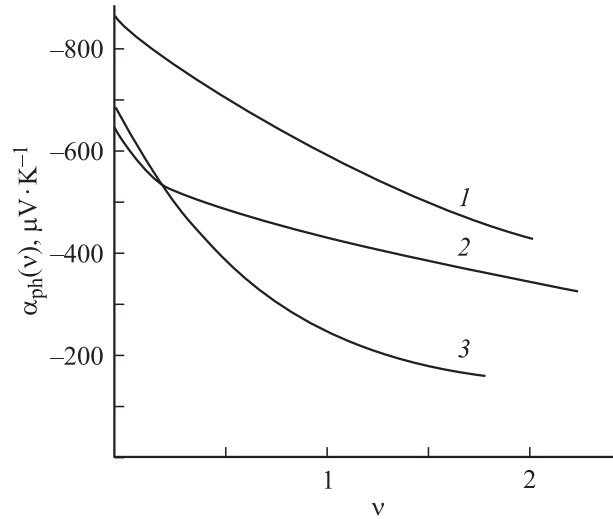


Рис. 4. Зависимость α_{ph} от эффективного значения магнитного поля $\nu = \frac{\mu H}{c}$ при различных температурах T (К): 1 — 24, 2 — 16 и 3 — 10.

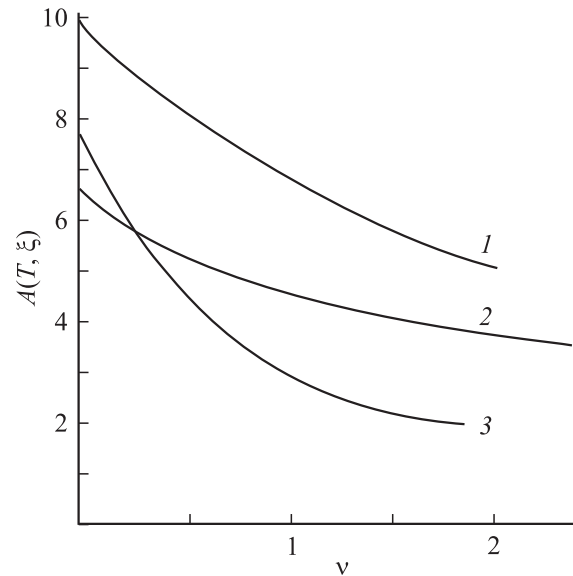


Рис. 5. Зависимость $A(T, \xi)$ от эффективного значения магнитного поля $\nu = \frac{\mu H}{c}$ при различных температурах T (К): 1 — 24, 2 — 16 и 3 — 10.

перечисленных выше особенностей необходимо рассчитать параметр $A(T, \xi)$ и его зависимость от магнитного поля. На основе данных рис. 2 при температурах 24 (кривая 1), 16 (кривая 2) и 10 (кривая 3) К определены значения $\alpha_{\text{ph}}(\nu)$ (рис. 4). По формуле (3) вычислены значения $A(T, \xi)$ при различных T в зависимости от значения магнитного поля (рис. 5). Получено, что с возрастанием ν $A(T, \xi)$ уменьшается, причем кривая, соответствующая максимуму $\alpha_{\text{ph}}(T)$, (16 К) изменяется меньше, чем при 10 К, имеющая резкую зависимость. Результирующие данные о $A(T, \xi)$, полученные на осно-

ве данных α_{ph} , представлены на рис. 5. Полевые зависимости $A(T, \xi)$ качественно повторяют ход зависимости $\alpha_{\text{ph}}(v)$ (рис. 4).

Таким образом, все отмеченные аномалии $\alpha_{\text{ph}}(T, H)$ однозначно объясняются зависимостью $A(T, \xi)$ от магнитного поля и от температуры. Расчеты, проведенные на основе экспериментальных данных, показывают, что по мере возрастания эффективного значения поля сила существенно убывает, что и приводит к ослаблению эффекта в целом. Этим объясняется уменьшение самой $\alpha_{\text{ph}}(v)$, показателя степени k в $\alpha_{\text{ph}} \propto T^{-k}$, смещение начала и конца эффекта, сужение области проявления эффекта и др.

Немаловажное значение имеет определение и среднего значения силы увлечения $\langle A(\varepsilon) \rangle$. Для этого использованы значения $\alpha_{\text{ph}}(H)$ при классически сильных полях. С этой целью была использована методика определения α_{∞} для диффузионной термоэдс ($\alpha_{\infty} = \alpha_0 \pm \Delta\alpha_{\infty}$), согласно которой [9]

$$\Delta\alpha_{\text{ph}\infty} = \Delta\alpha_{\text{ph}0}(v) \frac{1+v^2}{v^2}. \quad (6)$$

Эксперименты показывают, что в исследованной области T $\alpha_{\infty}(v)$ в магнитном поле уменьшается, т.е. $\Delta\alpha_{\infty}$ имеет отрицательный знак. По уже определенным данным $\Delta\alpha_{\text{ph}}(v)$ по формуле (6) рассчитано $\Delta\alpha_{\text{ph}\infty}$ и определено $\alpha_{\text{ph}\infty} = \alpha_{\text{ph}0} - \Delta\alpha_{\text{ph}\infty}$, затем по формуле (4) определено среднее значение параметра $\langle A(\varepsilon) \rangle$. Оказалось, что при максимуме α_{ph} (при 16 К) $\langle A(\varepsilon) \rangle = 2.4$, а при $T = 24$ К — $\langle A(\varepsilon) \rangle = 1.5$. Это означает, что в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при этих температурах эффект увлечения, до классически сильных полей $v \gg 1$, не исчезает.

Произведена оценка величин отношения $\frac{\alpha_{\text{ph}}(0)}{\alpha(0)}$, которое при температурах 30, 24 и 16 К соответствуют 1.6, 3.5 и 14.2. Это подтверждает вывод о том, что данное отношение с ростом степени вырождения электронного газа увеличивается.

Список литературы

- [1] И.Н. Тимченко, С.С. Шалыт. ФТТ, **6** (4), 934 (1962).
- [2] С.С. Шалыт, П.В. Тамарин. ФТТ, **6**, 2327 (1964).
- [3] С.А. Алиев, Л.Л. Коренблит, С.С. Шалыт. ФТТ, **8** (3), 705 (1966).
- [4] С.А. Алиев, А.Я. Нашельский, С.С. Шалыт. ФТТ, **7** (1), 159 (1965).
- [5] С.А. Алиев, С.С. Шалыт. ФТТ, **7**, 12 (1965).
- [6] Т.Г. Гаджиев, С.А. Алиев, Р.И. Селимзаде. Изв. вузов. Физика, **33** (4), 112 (1990).
- [7] З.С. Гасанов, С.Н. Абдуллаев, С.А. Алиев. J. Fizika, НАНА, **2**, 6 (1997).
- [8] Б.М. Аскеров. ФТТ, **16**, 2083 (1982).
- [9] Б.М. Аскеров. *Электронные явления переноса в полупроводниках* (М., Наука, 1985).
- [10] С.А. Алиев, Р.И. Селимзаде, Т.Г. Гаджиев. Изв. вузов. Физика, **28** (17), 128 (1986).

Редактор Л.В. Беляков

Influence of the magnetic field on the effect of electron drag by phonons in $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

S.A. Aliyev, E.I. Zulfigarov, R.I. Selim-Zade, Z.F. Agayev

Institute of Physics,
Azerbaijan Academy of Sciences,
AZ-1143 Baku, Azerbaijan

Abstract Research of thermo-e.m.f. in $n\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ (6–100 K) have been conducted. A big effect of drag of the charge carries by phonons α_{ph} is revealed. Influence of the magnetic field H on α_{ph} has been considered. It is established that a magnetic field influences basically on the electronic part α_{ph} . The received data are interpreted within the framework of the theory which are taking into account influence of H on thermo-e.m.f. $\alpha_{\text{ph}}(H)$ in which parameter $A(\varepsilon)$ is entered, proportional to statistical force of the drag effect. On the basis of experimental data $\alpha_{\text{ph}}(T, H)$ dependences $A(\varepsilon)$ on T and H have been determined. It is shown that with growth of H a value of $A(\varepsilon)$ strongly decreases. It explains reduction of α_{ph} in magnetic field, an exponent k in dependance $\alpha_{\text{ph}} \propto T^{-k}$ as well as narrowing of the region where drag effect become apparent. It is established that at classically strong fields the effect of drag in $n\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ does not disappear.