

Действительный член АН АзССР Х. И. АМИРХАНОВ, А. З. ДАИБОВ
и В. П. ЖУЗЕ

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Эффект Маджи—Риги—Ледюка* заключается, как известно, в появлении добавочной продольной разности температур ΔT в пластинке проводника, помещенной в поперечное магнитное поле $H_{\perp}$, если вдоль пластинки есть градиент температуры. Появление этой разности температур приводит к уменьшению электронной части теплопроводности.

Экспериментальному исследованию эффекта МРЛ в металлах посвящено довольно большое число работ (¹⁻⁴). Как и следовало ожидать на основе существующих теорий (^{5,6}), изменение теплопроводности металлов λ в поперечном магнитном поле $H_{\perp}$ весьма мало и у большинства исследованных металлов не могло быть обнаружено на опыте при обычных температурах и не очень сильных полях. Значительный эффект МРЛ наблюдался лишь у Bi (^{1,7-9}), что вполне объяснимо, если принять во внимание сравнительно низкую концентрацию носителей заряда в нем и их высокую подвижность.

Совершенно иначе дело обстояло до сих пор в случае полупроводников**. Перенос тепла в них осуществляется, в основном, фононами. Та часть теплопроводности, которая определяется диффузией электронов, у обычных пп мала и становится заметной лишь в случае хорошо проводящих пп. Эта часть теплопроводности связана с электропроводностью соотношением Видемана—Франца (¹⁰⁻¹³). В первом приближении можно принять, что на каждые $1000 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ величина электронной части теплопроводности λ_e составляет 0,001 кал/град·см·сек для невырожденного пп и 0,0016 кал/град·см·сек в области вырождения.

Расчет термомагнитного эффекта МРЛ для пп с различным характером химической связи выполнен К. Б. Толпыго (¹⁴). В случае изотермического эффекта:

$$\frac{\lambda_0 - \lambda_H}{\lambda_0} = \frac{\lambda_e}{\lambda_e - \lambda_{\phi}} (R_{из} \sigma B)^2 \frac{n^2 - n - 2 \frac{b_n}{a_n^2}}{\frac{n}{2} - 2} \quad (1)$$

Для адиабатического случая:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_0 - \lambda_H}{\lambda_0} = & \frac{\lambda_e}{\lambda_e + \lambda_{\phi}} \frac{(R_{из} \sigma B)^2}{\frac{n}{2} + 2} \left\{ (n^2 - n + 2) \frac{b_n}{a_n^2} - \left(\frac{n-1}{2} \right)^2 - \frac{\left[\left(\frac{n+1}{2} \right)^2 + \frac{3}{2} \right] \lambda_e}{\left(\frac{n}{2} + 2 \right) (\lambda_e + \lambda_{\phi})} \right\}. \quad (2) \end{aligned}$$

* В дальнейшем — эффект МРЛ.

** Далее — пп.

Здесь λ_s и λ_ϕ — соответственно, теплопроводности, обусловленные электронами и фононами; $R_{из}$ — постоянная Холла; σ — электропроводность и B — магнитная индукция. При выводе (1) и (2) предполагается, что длина свободного пробега электронов $l = l_0(T) v^n$, где v — скорость электрона. В пп с атомной решеткой l не зависит от v ($n = 0$). Для ионных пп при «низких» температурах, когда $kT \ll \hbar\omega_0$ (где ω_0 — предельная частота продольных оптических колебаний), $n = 1$. В случае $kT \gg \hbar\omega_0$ $n = 2$. Значения коэффициента l_n/a_n^2 табулированы в работе (14); для атомных решеток он равен 1,2732. Для ионных кристаллов при «низкой» температуре $b_n/a_n^2 = 1,0000$, а при высокой 1,0868.

Из теории следует, что заметного изменения λ в магнитном поле следует ждать лишь у хорошо проводящих пп, с большим значением λ_s и, что особенно существенно, большой подвижностью носителей тока u . Для атомного пп, у которого $\lambda_s/(\lambda_s + \lambda_\phi) = 0,3$, $\sigma = 1,6 \cdot 10^3 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ CGSM}$ и $R = 62,5 \text{ CGSM}$, что соответствует концентрации носителей тока $N = 10^{-8} \text{ ом}^{-3}$ и $u = 10^4 \text{ см}^2/\text{в.сек.}$, изменение λ при $B = 10^4 \text{ гс}$ составляет согласно (3) около 30%. В случае «классических» пп, у которых $\lambda_s/(\lambda_s + \lambda_\phi) \leq 0,05$, $\sigma \leq 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \leq 10^{-12} \text{ CGSM}$ и $u \leq 10^2 - 10^3 \text{ см}^2/\text{в.сек.}$, величина $\frac{\lambda_0 - \lambda_n}{\lambda_0}$ не превышает 10^{-4} , что, конечно, лежит за пределами точности эксперимента.

Работ, посвященных экспериментальному исследованию эффекта МРЛ в пп, мало. Литтль (15) не обнаружил изменения λ у As в поле $H_\perp = 11000 \text{ эрст.}$ По данным Уолда (16) и Ллойда (17), увеличение теплового сопротивления Te при $H_\perp = 6500 \text{ эрст.}$ составило 19%. А. А. Бабаев (18, 19) исследовал MoS_2 . При $H_\perp = 7800 \text{ эрст.}$ и $+145^\circ$ тепловое сопротивление возросло на 15,8%. При -120° эффект МРЛ не наблюдался. Насколько нам известно, этими данными и ограничиваются сведения об эффекте МРЛ в пп.

Если отрицательный результат опытов на As можно считать соответствующим теории, то результаты исследований Te и MoS_2 резко ей противоречат и представлялись нам весьма сомнительными в связи с малыми значениями σ и подвижности носителей тока в этих веществах.

С целью выяснения причин этого несоответствия мы предприняли систематические исследования эффекта МРЛ на пп с различной σ и u : Te , MoS_2 , Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , PbTe и HgSe . Контрольные опыты проведены на Bi . Образцы для измерений λ и электрических характеристик готовились методом горячего прессования и обладали мелкокристаллической структурой. Образцы Te и Bi отливались. В табл. 1 приведены параметры исследованных нами пп при $+25^\circ$. Для HgSe приведены данные и для -180° .

Для определения λ пп и ее изменения в $H_\perp$ был применен как абсолютный метод (20), так и относительный (основные измерения). Диаметр образцов 15 мм, толщина 1—3 мм. Применялись специальные меры для улучшения теплового контакта между отдельными элементами схемы. Опыты проводились в условиях, близких к адиабатическим. Точность определения λ абсолютным методом составляла 2—3%; относительный метод обеспечивал значительно более высокую точность, достигающую до 0,2—1%.

Результаты работы заключаются в следующем. Никакого изменения теплопроводности Te , MoS_2 , Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 и PbTe в $H_\perp$ напряженностью до 11000 эрст. мы не обнаружили. Можно с полной уверенностью утверждать, что в наших образцах эффект МРЛ составлял заведомо меньше 0,2%. Опубликованные данные о большом значении $\frac{\lambda_0 - \lambda_n}{\lambda_0}$ для Te (16, 17) и MoS_2 (18, 19) нашими опытами не подтвержда-

Таблица 1

Вещество	Т-ра в °C	Теплопровод- ность λ в кал · см ⁻¹ · сек ⁻¹ · град ⁻¹	Электропро- водность σ в ом ⁻¹ · см ⁻¹	Постоянная эффекта Холла R в CGSM	Подвиж- ность носи- телей тока μ в см/в · сек	Концентрация носителей тока N в см ⁻³	Вычислен- ное значе- ние $\frac{\lambda_3}{\lambda_3 + \lambda_\Phi}$ *
Bi	+25	0,0186	6760	8,40	4820	$8,8 \cdot 10^{18}$	0,58
HgSe	25	0,0042	1840	45,0	6500	$1,65 \cdot 10^{18}$	0,23
	-180	—	1870	45,3	7170	$1,63 \cdot 10^{18}$	
PbTe	+25	—	535	25,4	1150	$2,9 \cdot 10^{18}$	
Bi ₂ Te ₃	25	0,0043	1500	10,6	1370	$6,8 \cdot 10^{18}$	0,28
Bi ₂ Se ₃	25	—	152	3,5	45,2	$2,1 \cdot 10^{19}$	
MoS ₂	25	0,0065	0,155	$4,35 \cdot 10^3$	57,0	$1,7 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Te	25	0,004	4,25	2130	770	$3,46 \cdot 10^{16}$	0,001

* Оценка сделана на основе закона Видемана — Франца.

ются. Результаты наших опытов находятся в полном соответствии с теорией эффекта МРЛ. Изменение λ у таких пп, как Те или MoS₂ в $H_\perp \leq 10^4$ эрст., как показывает расчет, должно быть меньше сотых долей процента, что далеко лежит за пределами точности эксперимента. Очевидно, результаты работ (¹⁶⁻¹⁸) связаны с какими-то неучтенными экспериментальными погрешностями.

Значительное увеличение теплового сопротивления в $H_\perp$ наблюдалось нами только у Bi и HgSe, что также согласуется с теорией.

Действительно, как следует из (1) и (2), заметный эффект МРЛ можно ожидать лишь у пп с большой λ_3 и, что еще существеннее, с большой подвижностью носителей тока. HgSe является представителем как раз таких пп. Экспериментальные данные для HgSe представлены на рис. 1. Результаты наших измерений на Bi хорошо согласуются с опубликованными данными (^{3,9}). При 50° величина относительного изменения теплового сопротивления $\Delta W/W_{H=0}$ для HgSe (и Bi) линейно зависит от квадрата напряженности магнитного поля $H_\perp$. При низких температурах эта зависимость у HgSe (и Bi) не выполняется — наблюдается переход от квадратичной зависимости к линейной уже при сравнительно малых полях $H_\perp \approx 4 \cdot 10^3$ эрст. На основании наших измерений эффекта МРЛ в HgSe при 50°

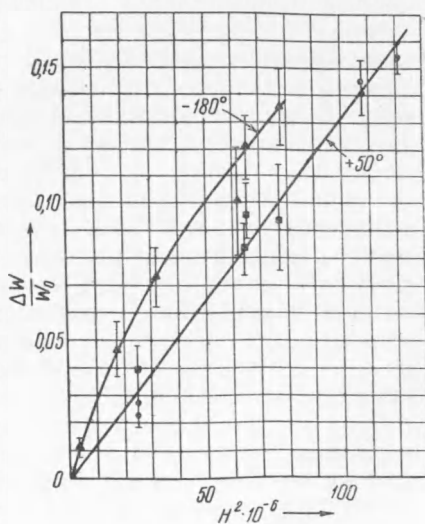


Рис. 1

величина $\frac{\lambda_3}{\lambda_3 + \lambda_\Phi}$ у этого вещества составляет 0,26, что хорошо согласуется с оценкой, сделанной в предположении выполнимости закона Видемана — Франца для пп.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ W. Meissner, Handb. d. Exper. Phys., **11**, 2, 491 (1935). ² W. de Haas, J. de Nobel, Physica, **5**, 449 (1938). ³ J. de Nobel, Physica, **15**, 532 (1949).
- ⁴ H. Brown, Phys. Rev., **32**, 508 (1928). ⁵ F. Sauter, M. Kohler, Ann. d. Phys., **42**, 110 (1942). ⁶ M. Kohler, *ibid.*, **6**, 18 (1949). ⁷ W. de Haas, A. Gerristen, W. Capel, Physica, **3**, 1143 (1936). ⁸ R. Reddemann, Ann. d. Phys., **20**, 441 (1934). ⁹ E. Grüneisen, K. Rausch, K. Weiss, *ibid.*, **7**, 1 (1950). ¹⁰ Ю. А. Дунаев, ЖТФ, **16**, 1101 (1946). ¹¹ Е. Д. Девяткова, Ю. П. Маслаковец, Л. С. Сильбанс, ЖТФ, **22**, 129 (1952). ¹² А. Ф. Иоффе, ДАН, **87**, 369 (1952).
- ¹³ А. В. Иоффе, А. Ф. Иоффе, ЖТФ, **22**, 2005 (1952). ¹⁴ К. Б. Толпыго, Тр. Инст. физ. АН УССР, в. 3, 52 (1952). ¹⁵ N. Little, Phys. Rev., **28**, 418 (1926).
- ¹⁶ P. J. Wold, *ibid.*, **7**, 169 (1916). ¹⁷ M. G. Lloyd, Am. J. Sci., **12**, 57 (1901).
- ¹⁸ А. А. Бабаев, Диссертация, Архив Инст. физ. и матем. АН Аз. ССР, 1949.
- ¹⁹ Х. И. Амирханов, ЖТФ, **21**, 240 (1951). ²⁰ Х. И. Амирханов, Изв. АН Аз.ССР, **15**, 39 (1949).