

ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПОПЕРЕЧНОГО ЭФФЕКТА НЕРНСТА – ЭТТИНГСГАУЗЕНА В ВИСМУТЕ

В. Н. Галев, В. А. Козлов, Н. В. Коломоец,

С. Я. Скипидаров, Н. А. Цветкова

Обнаружено, что при низких температурах величина и температурная зависимость коэффициента Нернста Q висмута существенно зависят от степени совершенства и геометрических размеров кристалла. В наиболее совершенном образце Q экспоненциально возрастает с понижением температуры, что может быть объяснено проявлением двухступенчатого фонон-фононного увлечения носителей заряда

Хорошо известно, что термоэлектрические и термомагнитные коэффициенты полупроводников и полуметаллов в области гелиевых температур определяются, в основном, эффектом увлечения носителей заряда фононами, который приводит к росту этих коэффициентов с понижением температуры по степенному закону T^{-n} , где $n \leq 3,5$ [1 – 3]. Однако, как было показано в [4], в совершенных массивных кристаллах с малым числом свободных носителей возможен своеобразный эффект двухступенчатого фонон-фононного увлечения, приводящий к экспоненциально большим значениям термоэдс и коэффициента Нернста, которые по аналогии с теплопроводностью оказываются $\sim \exp \Theta/T$, где Θ – температура порядка температуры Дебая.

Действительно изучение свойств совершенных массивных кристаллов висмута [5, 6] показало, что величина и температурная зависимость термоэдс α при гелиевых температурах существенно зависят от толщины и степени совершенства образца. В совершенном массивном кристалле зависимость $\alpha(T)$ близка к экспоненциальной, описывающей зависимость теплопроводности в том же температурном интервале.

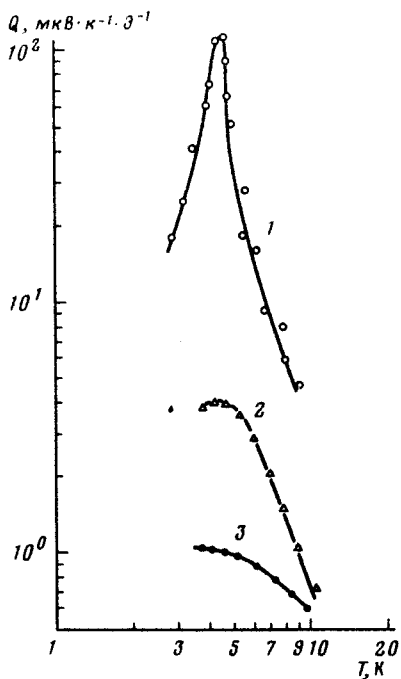


Рис.1

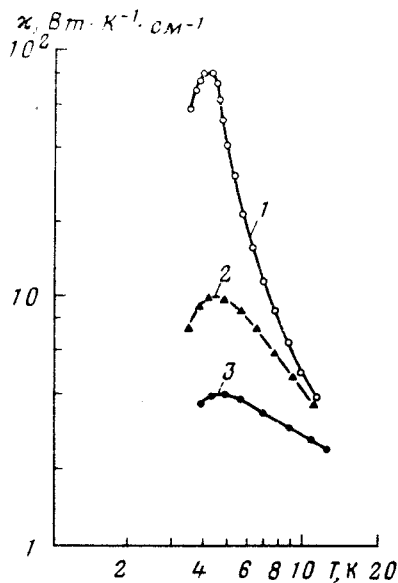


Рис.2

Рис.1. Температурная зависимость коэффициента Нернста $Vi, H \parallel C_3$: 1 — $\gamma_1 = 625$, 2 — $\gamma_2 = 344$, 3 — $\gamma_3 = 147$

Рис.2. Температурная зависимость теплопроводности тех же образцов. Нумерация кривых аналогична рис.1

С другой стороны эффект фонон-фононного увлечения в чистых массивных полуметаллах обладает определенной спецификой. Как было показано в работе [7], вследствие точного равенства концентраций электронов и дырок он не вносит вклада в термоэдс, если рассеяние происходит только внутри электрон-фононной системы. Отличный от нуля вклад от фонон-фононного увлечения в термоэлектродвижущую силу возникает только при наличии дополнительного механизма рассеяния носителей, роль которого в совершенных образцах может играть поверхность. Соответствующий результат подтверждается также численными расчетами, выполненными для висмута в работе [6].

Однако в отличие от термоэдс вклад фонон-фононного увлечения в эффект Нернста в случае двух типов носителей не только отличен от нуля, но может достигать в наиболее совершенных образцах экспоненциально больших значений.

Ниже приведены результаты измерений поперечной термоэдс (коэффициента Нернста — Эттингсгаузена) в висмуте в магнитных полях $12 + 80 \text{ Э}$ и температурах $T \leq 10 \text{ К}$. Измерения были выполнены на трех образцах одинаковой ориентации (ось C_3 перпендикулярна оси образца), вырезанных из одного и того же монокристалла чистого висмута размерами $18 \times 15 \times 86 \text{ мм}^3$, имевшего отношение сопротивлений $\rho_{300}/\rho_{4,2} = 650$. Размеры образцов составляли: $7,4 \times 7,2 \times 74 \text{ мм}^3$; $3,4 \times 3,4 \times$

$\times 25 \text{ мм}^3$; $2,3 \times 2,3 \times 17 \text{ мм}^3$ соответственно, которые далее нумеруются как 1, 2, 3. Перед измерениями образец 1 отжигался в вакууме с целью уменьшения плотности дефектов, возникающих при резке. О степени совершенства кристаллов можно судить по величине отношения сопротивлений $\gamma = \rho_{300} / \rho_{4,2}$: $\gamma_1 = 625$, $\gamma_2 = 344$, $\gamma_3 = 147$ (нижние индексы соответствуют номеру образца). Следовательно, исследуемые образцы отличались не только размерами, но и степенью совершенства кристаллической структуры. Магнитное поле ориентировалось при измерениях вдоль оси C_3 .

Результаты измерений зависимости коэффициента Нернста и теплопроводности κ представлены на рис.1 и рис.2. Как это следует из приведенных данных, зависимости коэффициента Нернста и теплопроводности от температуры в наиболее совершенном образце 1 в интервале температур 5 – 10 К практически совпадают и близки к экспоненциальной $Q(T) \sim \kappa(T) \sim T^n \exp 40/T$, где показатель степени n близок к единице, а в менее совершенных образцах сильно различаются. Изменение Q в том же интервале температур для образцов 2 и 3 может быть описано степенной зависимостью вида $Q(T) \sim T^{-(2+3)}$. При этом максимальные значения коэффициента Нернста в наиболее совершенном образце 1 в $30 + 100$ раз превосходят значения в максимуме для менее совершенных кристаллов 2,3 и максимальные значения Q , полученные в предыдущих измерениях. Следует отметить, что приводимые в литературе данные также относятся к измерениям свойств недостаточно совершенных кристаллов [2, 3].

Учитывая, что для образцов висмута высокой степени чистоты и совершенства магнитные поля, в которых проводились измерения, оказываются уже классически сильными, а также тот факт, что компоненты тензоров подвижностей носителей в области гелиевых температур удовлетворяют неравенству $\mu_{11}^- ; \mu_{33}^- ; \mu_{11}^- \gg \mu_{22}^- ; \mu_{33}^+$ [8], для коэффициента Нернста в условиях двухступенчатого фонон-фононного увлечения при $H \parallel C_3$ справедлива оценка:

$$Q \approx \frac{2 s^2 r^u}{T_c} \cos^4 \eta, \quad (1)$$

где s и c — скорости звука и света соответственно, r^u — время релаксации среди тепловых фононов относительно процессов переброса, $\eta \approx 6^\circ$ — угол наклона электронных эллипсоидов по отношению к базисной плоскости. Если учесть, что температурная зависимость $r^u(T)$ имеет вид: $r^u(T) \sim T^{5/2} \exp \Theta/T$ [9], то теоретическая зависимость Q от T согласно (1) дается выражением: $Q(T) \sim T^{3/2} \exp \Theta/T$, что хорошо согласуется с нашими данными.

Поскольку теоретическая формула (1) для коэффициента Нернста содержит ограниченное число параметров, то из измерений термомагнитных коэффициентов можно получить достаточно точные оценки времени релаксации тепловых фононов относительно процессов переброса. Согласно нашим данным при $T = 4,7 \text{ К}$ величина l^u составляет $\approx 2 \text{ мм}$, что согласуется с результатами работы [6]. Таким образом, анализ полученных данных показывает, что достигнутые значения коэффициента Нернста не являются пределом и значения Q в максимуме может сущес-

твенно возрасти с увеличением степени совершенства и геометрических размеров кристалла.

Сравнение полученных данных для коэффициента Нернста с результатами по измерению термоэдс [5, 6] в отсутствие магнитного поля позволяют установить общую на наш взгляд закономерность: переход от степенной температурной зависимости этих кинетических коэффициентов к экспоненциальной с увеличением степени совершенства и характерных размеров образцов, что свидетельствует о проявлении фон-фонного увлечения.

Авторы благодарят Э.Л. Нагаева за полезное обсуждение результатов и стимулирующие дискуссии. Они также искренне признательны Л.П.Межову-Деглину за ценные советы и И.Н.Жилиеву за изготовление образца.

Научно-производственное объединение
Квант

Поступила в редакцию
23 октября 1980 г.
После переработки
9 декабря 1980 г.

Литература

- [1] С.Herring. Phys. Rev., **96**, 1163, 1954.
 - [2] М.Е.Кузнецов, С.С.Шалыт. Письма в ЖЭТФ, **6**, 795, 1967.
 - [3] И.Я.Коренблит, М.Е.Кузнецов, С.С.Шалыт. ЖЭТФ, **56**, 8, 1969.
 - [4] В.А.Козлов, Э.Л.Нагаев. Письма в ЖЭТФ, **13**, 639, 1971; Н.С.Лидоренко, В.А.Козлов, Э.Л.Нагаев. ДАН СССР, **204**, 820, 1972.
 - [5] В.Н.Копылов, Л.П.Межов-Деглин. Письма в ЖЭТФ, **15**, 269, 1972.
 - [6] Э.С.Медведев, В.Н.Копылов, Л.П.Межов-Деглин. ФНТ, **1**, 1192, 1975.
 - [7] В.А.Козлов, В.Д.Лахно. ФТТ, **18**, 1373, 1976.
 - [8] R.Hartman. Phys. Rev., **181**, 1070, 1969.
 - [9] Р.Н.Гуржи. УФН, **98**, 689, 1968.
-