

О неупругом характере рассеяния электронов в сильно легированном $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$

© С.А. Алиев, А.А. Мовсум-заде, С.С. Рагимов

Институт физики Академии наук Азербайджана,
370143 Баку, Азербайджан

(Получена 27 ноября 1995 г. Принята к печати 10 сентября 1996 г.)

Проведены экспериментальные исследования термомагнитных эффектов Маджи–Риги–Ледюка, Риги–Ледюка и Нернста–Эттингсгаузена для трех образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$, легированных теллуром от 0.01 до 0.2 ат% в температурном интервале 20–230 К. Посредством экспериментальных значений κ_e и термомагнитных эффектов вычислено $L(T)$. Обнаружено, что в интервале 40–220 К L_{exp} меньше его зоммерфельдовского значения L_0 . Сопоставление $L(T)$ с существующей теорией показало, что заниженное значение L обусловлено неупругим межэлектронным взаимодействием.

Известно, что в узкозонных полупроводниках с вырожденным электронным газом и малой решеточной теплопроводностью помимо упругого имеет место и неупругое рассеяние электронов [1–4]. Для его выявления необходимо экспериментально выделить электронную составляющую теплопроводности κ_e или исследовать термомагнитные эффекты [1,3,5]. По этим данным можно определить число Лоренца L в соотношении Видемана–Франца ($\kappa_e = L \cdot \sigma \cdot T$), которое при наличии неупругого рассеяния оказывается меньше зоммерфельдовского значения ($L_0 = (\pi^2/3)(k/e)^2$). Такая работа была выполнена для чистого висмута [6]. В интервале 2–100 К под действием сильного магнитного поля была выделена κ_e , определена температурная зависимость $L(T)$. Было показано, что в чистом висмуте вследствие смешанной проводимости существенна и биполярная теплопроводность κ_{bp} . Оказалось, что число Лоренца лишь при $T < 30$ К меньше L_0 . Предполагалось, что заниженное значение L связано с неупругим междолинным или межэлектронным рассеянием. Однако вопрос о характере рассеяния в Bi и в системах твердых растворов на его основе не исчерпан, тем более что в твердых растворах могут возникнуть и дополнительные источники рассеяния как упругого, так и неупругого характера.

В данной работе будут проанализированы результаты исследования электронной теплопроводности κ_e и термомагнитных эффектов Маджи–Риги–Ледюка (М–Р–Л) $\Delta\kappa$, Риги–Ледюка (Р–Л) $(-S \cdot H)$ и Нернста–Эттингсгаузена (Н–Э) \mathcal{E}_y в твердых растворах $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$, легированных теллуром до 0.2 ат%.

Экспериментальные результаты

Исследования проводились вдоль и поперек оси C_3 на трех образцах $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$, легированных теллуром в количестве 0.01, 01 и 0.2 ат%. Теллур растворяется в системе Bi-Sb , создавая мелкие донорные уровни с концентрацией от 5×10^{18} до $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для анализа основных результатов необходимы были и измерения

коэффициентов электропроводности σ , Холла R , термоэдс α , термоэдс в сильном магнитном поле α_∞ . Эти данные показали, что в исследованных образцах до комнатной температуры проводимость обусловлена вырожденным электронным газом $\mu^* \geq 5$. Подвижность электронов для образца с $n = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 100 К достигает $20\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Такая высокая подвижность обеспечивала в доступных нам магнитных полях (до 2.2 Тл) достижение почти предельных значений продольных термомагнитных коэффициентов. На рис. 1 представлена зависимость $\Delta\kappa$ от uH/c (u — подвижность электронов, c — скорость света), в котором ∇H и магнитное поле H направлены вдоль длины образцов и совпадают с осью C_3 . Поскольку в образцах со столь высокой концентрацией электронов биполярная теплопроводность была пренебрежимо мала, предельное значение $\Delta\kappa_\infty$ можно принять за чисто электронную κ_e ($\Delta\kappa_\infty = \kappa_0 - \kappa_{H \rightarrow \infty}$). В образцах с $n = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $n = 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ подвижности достигают значительно меньших значений, поэтому $\Delta\kappa(H)$ не достигало насыщения. Для этих образцов предельное значение $\Delta\kappa_\infty$ определялось хорошо апробированным методом графи-

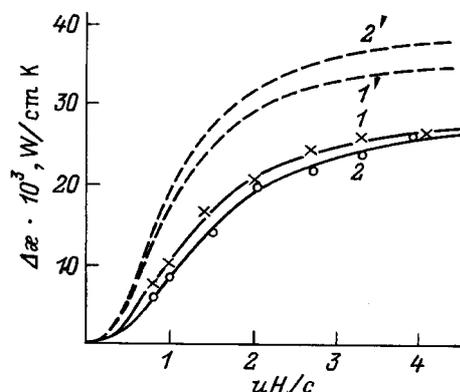


Рис. 1. Зависимости $\Delta\kappa$ от величины uH/c для образца сплава $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ с концентрацией электронов $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Точки — эксперимент. Кривые — расчет по формуле (1) с учетом упругого (штриховые линии) и неупругого (сплошные) рассеяния электронов. $T, \text{ К}$: 1, 1' — 93; 2, 2' — 205.

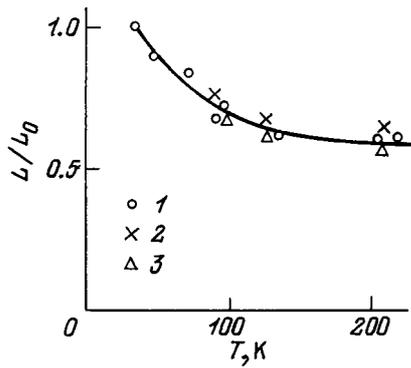


Рис. 2. Температурная зависимость L/L_0 для образцов с различной концентрацией электронов, см^{-3} : 1 — $2 \cdot 10^{19}$, 2 — $5 \cdot 10^{18}$, 3 — $5 \cdot 10^{19}$.

ческой и аналитической экстраполяции [1,2]. По данным κ_e была вычислена температурная зависимость $L(T)$. Оказалось, что в интервале 40–220 К L_{exp} меньше его зоммерфельдовского значения L_0 (для упругого рассеяния), а при $T \leq 40$ К $L_{\text{exp}} \rightarrow L_0$ (рис. 2).

На рис. 3 и 4 представлены, соответственно, зависимости поперечных термомагнитных эффектов Н–Э (\mathcal{E}_y) и Р–Л ($-S \cdot H$) от напряженности магнитного поля uH/c . Видно, что \mathcal{E}_y и $-SH$ проходят через максимум не при $(uH/c) = 1$, как это должно было произойти при упругом рассеянии, а при $(uH/c) \approx 1.4-1.5$.

Эти исследования были повторены и в случае, когда $\Delta T \parallel C_3$, а H — параллельно слоям. Оказалось, что при H , параллельном слоям, как продольные, так и поперечные термомагнитные эффекты значительно уменьшаются (коэффициент анизотропии достигает 1.6).

Анализ результатов

Безусловно, наличие доли неупругости в рассеянии носителей заряда независимо от ее природы должно оказать влияние и на другие кинетические явления. Этому вопросу посвящены теоретические работы [4,7,8]. В [7] анализируются подвижность, термоэдс и эффект Н–Э. При решении кинетического уравнения вводятся два времени релаксации: для изотермических эффектов τ_{el} и для эффектов, связанных с градиентом температуры τ_{ee} . В частности, показано, что степень неупругости можно определить как

$$r_\alpha / r_\mu = L/L_0 = \tau / \tau_{el},$$

где r_α и r_μ — параметры механизмов рассеяния, определенных из данных термоэдс и подвижности. Отмечается, что неупругое электрон-электронное взаимодействие оказывает влияние лишь на эффекты, вызванные наличием градиента температуры. В работе [5] рассмотрено влияние неупругости на другие кинетические явления.

В частности, получено:

$$\Delta \kappa = \Delta \kappa_\infty \frac{(uH/c)^2 (L/L_0)^2}{1 + (uH/c)^2 (L/L_0)^2}, \quad (1)$$

$$-SH = \frac{(uH/c)(L/L_0)}{1 + [\kappa_r / (L_0 \cdot \sigma \cdot T)] [1 + (uH/c)^2 (L/L_0)^2] [L_0/L]}, \quad (2)$$

$$\mathcal{E}_y = \frac{\Delta \alpha_\infty (uH/c)(L/L_0)}{(k/e) [1 + (uH/c)^2 (L/L_0)^2]}, \quad (3)$$

где $\mathcal{E}_y = \frac{k}{e} H \cdot Q_\perp$, Q_\perp — коэффициент эффекта Н–Э, κ_r — решеточная теплопроводность.

Как видно из (1)–(3), степень неупругости (L/L_0) можно определять по данным указанных коэффициентов в произвольных магнитных полях, по величине uH/c , соответствующей максимум поперечных эффектов \mathcal{E}_y и $-SH$, и с помощью определенных соотношений между эффектами

$$\Delta \alpha / H \cdot Q_\perp = L/L_0, \quad Q_\perp / R \cdot \sigma \cdot \Delta \alpha_\infty = L/L_0.$$

На рис. 1, 3, 4 экспериментальные данные представлены в сопоставлении с расчетными кривыми по

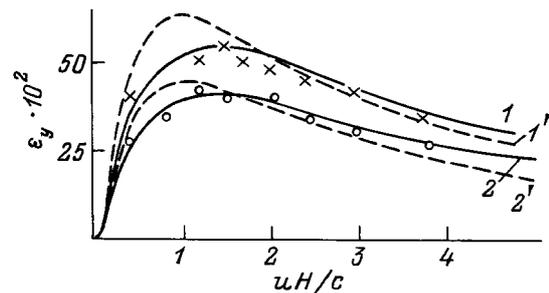


Рис. 3. Зависимость \mathcal{E}_y от величины uH/c для образца сплава $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ с концентрацией электронов $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Точки — эксперимент. Кривые — расчет по формуле (2) с учетом упругого (штриховые линии) и неупругого (сплошные) рассеяния электронов. $T, \text{ К}$: 1, 1' — 205; 2, 2' — 105.

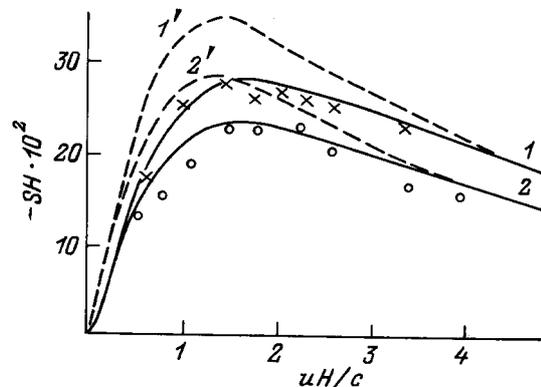


Рис. 4. Зависимость $-SH$ от величины uH/c для образца сплава $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ с концентрацией электронов $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Точки — эксперимент. Кривые — расчет по формуле (3) с учетом упругого (штриховые линии) и неупругого (сплошные) рассеяния электронов. $T, \text{ К}$: 1, 1' — 205; 2, 2' — 93.

Значения доли неупругости рассеяния электронов (L/L_0) в $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$, полученные из данных различных термомагнитных эффектов

N образца	T, К	n, 10^{18} см^{-3}	u, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	L/L_0					
				$\Delta\kappa_\infty$	$\Delta\kappa$	$-S \cdot H$	\mathcal{E}_y	$\frac{\Delta\alpha}{H \cdot Q_\perp}$	$\frac{Q_\perp}{R \cdot \sigma \cdot \Delta\alpha_\infty}$
1	93	5	20000	0.81	0.80	0.76	0.75	0.72	0.75
	120			0.78	0.76	0.72	0.70	0.65	0.71
	205			0.75	0.71	0.60	0.65	0.62	0.60
2	35	20	8000	1.01	1	—	—	—	—
	70			0.88	0.85	—	—	—	—
	102			0.72	0.76	0.70	0.70	0.68	0.065
	130			0.69	0.70	0.68	0.65	0.61	0.61
	205			0.66	0.65	0.60	0.60	0.60	0.55
3	97	50	3800	0.77	0.75	0.71	0.70	0.70	0.65
	115			0.71	0.70	0.68	0.70	0.70	0.65
	200			0.62	0.60	0.60	0.65	0.65	0.65

формулам (1)–(3) при различных значениях L/L_0 . Получено, что хорошее согласие достигается при значениях $(L/L_0) < 1$. Полученные значения L/L_0 вместе с другими данными приведены в таблице.

Из расчетных данных $\Delta\kappa(H)$ (рис. 1) следует, что в случае упругого характера взаимодействий носителей заряда между собой или с оптическими фононами насыщение $\Delta\kappa(H)$ наступает при значительно меньших значениях $uH/c = (5 \div 6)$, нежели при неупругом ($8 \div 9$), т. е. неупругость как бы уменьшает действие на электрон лоренцевой силы, вызванной одним и тем же значением H .

Как видно из рис. 3, кривые \mathcal{E}_y проходят через максимум при упругом характере рассеяния при $(uH/c) = 1$, а при неупругом при $(uH/c) > 1$.

Интересно и то, что кривые полевых зависимостей поперечного эффекта Н–Э, рассчитанные при упругом и неупругом характере рассеяния, пересекаются после максимума. Пересечение после максимума связано с тем, что в случае неупругого характера рассеяния эффективное значение $(uH/c)(L/L_0)$ слабее убывает с H , нежели при упругом. Максимум $-SH$ и в случае упругого рассеяния достигается при $(uH/c) > 1$. Однако при неупругом характере рассеяния максимум $-SH$ смещается в сторону еще больших значений (uH/c) . Смещение максимума $-SH$ в сторону больших полей определяется значением множителя $\kappa_r/(L_0 \cdot \sigma \cdot T)$ в (2), а величина смещения его направо при неупругом рассеянии определяется степенью неупругости L/L_0 .

Природа неупругого механизма взаимодействий в более завершеном виде описана в [8]. Согласно этой теории, если при сильном вырождении электронов ($\mu \gg kT$) энергия продольных оптических фононов ($\mu_0 = \hbar\omega_0$) значительно меньше энергии электронов μ , но она порядка kT ($\mu \gg \hbar\omega_0, \mu_0 \sim kT$), то число Лорен-

ца в общем случае имеет вид

$$\frac{L}{L_0} = \left[1 + \frac{W_{ll}}{W_0} + \frac{u}{u_{0p}} \left(\frac{L_0}{L} - 1 \right)_{0p} \right]^{-1}. \quad (4)$$

В (4) слагаемое $\frac{u}{u_{0p}} \left(\frac{L_0}{L} - 1 \right)_{0p}$ учитывает неупругость, вызванную полярным рассеянием электронов на оптических фононах, а слагаемое $\frac{W_{ll}}{W_0}$ учитывает межэлектронное взаимодействие [9,10].

Результаты расчетов представлены на рис. 2 в сопоставлении с экспериментальными данными.

Расчеты позволяют заключить, что неупругость рассеяния носителей заряда в твердом растворе $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ в условиях сильного вырождения связана в основном с межэлектронным взаимодействием. Доля неупругости, связанная с полярным рассеянием на оптических фононах, не превышает 5–7%.

Как отмечалось, в чистом Bi в интервале 80–100 К рассеяние электронов носило упругий характер, неупругость рассеяния проявляется лишь при $T < 30 \text{ К}$ [6]. Можно полагать, что чисто упругое рассеяние электронов в чистом Bi при высоких температурах связано с одновременным участием в потоке тепла электронов и дырок, а также с низкой концентрацией электронов. Этот факт находится в соответствии с выводами работ [1–3] о том, что в узкозонных полупроводниках с вырожденным электронным газом при средних температурах, когда имеет место рассеяние на фононах, межэлектронное столкновение содержит долю неупругости. Отсутствие неупругого рассеяния при низких температурах в сплавах $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ также связано с высокой концентрацией электронов. При низких температурах высокая концентрация электронов, как известно, обеспечивает рассеяние на ионизированных примесях, имеющее упругий характер. Видимо, и в случае $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ этот механизм при высоких n превалирует над междолинным механизмом.

Список литературы

- [1] С.А. Алиев, Л.Л. Коренблит, С.С. Шалыт. ФТТ, **8**, 705 (1966).
- [2] С.А. Алиев, У.Х. Суюнов, Д.Д. Араслы, Н.И. Алиев. ФТП, **7**, 1086 (1973).
- [3] С.А. Алиев, У.Х. Суюнов, Н.И. Алиев. Межд. конф. по фононному рассеянию в твердых телах (Париж, 1972).
- [4] С.А. Алиев, Д.А. Багиров, Э.Р. Искендеров, Э.И. Зульфугаров, С.И. Сафарова. Неорг. матер., **29**, 4 (1993).
- [5] Л.Л. Коренблит, В.Е. Шерстобитов. ФТП, **2**, 688 (1968).
- [6] И.Я. Коренблит, М.Е. Кузнецов, В.М. Муждаба, С.С. Шалыт. ЖЭТФ, **57**, 1867 (1969).
- [7] Б.Я. Мойжес, Ю.И. Равич. ФТП, **1**, 188 (1967).
- [8] Yu.I. Ravich, V.A. Efimova, V.T. Tamarchenko. *Semiconducting Lead Chalcogenides* (N. Y., Plenum Press, 1970).
- [9] Yu.I. Ravich, V.A. Efimova, V.T. Tamarchenko. Phys. St. Sol. (b), **43**, 11 (1971).
- [10] В.И. Тамарченко, Ю.И. Равич, Л.Я. Морговский, И.Е. Дубровская. ФТТ, **11**, 3206 (1969).

Редактор В.В. Чалдышев

On unelastic character of the electron-electron interaction in a heavily doped $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$

S.A. Aliev, A.A. Movsum-zade, S.S. Ragimov

Institute of Physics,
Azerbaijan Academy of Sciences,
370143 Baku, Azerbaijan

Abstract The Maggi-Righi-Leduc effect, the Right-Leduc effect, the Nerst-Ettingshausen transverse effect have been investigated for three samples of $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ (doped with 0.01, 0.1 and 0.2 at % Te respectively) in 20–230 K temperature range. The temperature dependence of the Lorentz number $L(T)$ has been calculated by means of experimental values of κ_e and thermomagnetic effects. It proves that L_{exp} is less than its Zommerfeld value L_0 in the temperature range of 40–220 K. According to the results obtained for $L(T)$, one can conclude that in the $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ solid solution at strong degeneration the unelastic scattering of charge carriers is mainly connected with electron-electron interaction.