

ОСОБЕННОСТИ ПОПЕРЕЧНОГО ЭФФЕКТА НЕРНСТА—ЭТТИНГСГАУЗЕНА В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ В $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$

Немов С. А., Равич Ю. И., Зайцев А. М.

В $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$, дополнительно легированном акцепторной (Na) или донорной (избыток Pb) примесью, исследован поперечный эффект Нернста—Эттингсгаузена (ПЭНЭ) в диапазоне температур 100—420 К. Обнаружен ряд особенностей в поведении ПЭНЭ в $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ по сравнению с $\text{PbTe}\langle\text{Na}\rangle$: малая величина нернстовской подвижности ($|Q/k_{\text{B}}/e| \sim 1-30 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T=120 \text{ К}$), немонотонная зависимость коэффициента ПЭНЭ Q от температуры и состава образцов. Немонотонной является также зависимость безразмерного параметра $Q/Rck_{\text{B}}/e$, характеризующего механизм рассеяния носителей заряда, от количества дополнительной примеси. Основные особенности ПЭНЭ в $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ качественно удаётся объяснить резонансным рассеянием дырок на примесях Tl. Показано, что наблюдаемые в $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ зависимости ПЭНЭ от состава образцов и температуры могут быть усложнены наличием неоднородностей распределения примесей, приводящих при однородной концентрации носителей к флуктуациям коэффициента заполнения дырками примесных состояний Tl и, как следствие, параметра рассеяния дырок.

Особенности электрофизических, оптических, теплоемкостных и сверхпроводящих свойств PbTe , легированного таллием, объясняются в ряде работ [1-8] наличием квазилокальных (резонансных) примесных состояний Tl, расположенных на фоне разрешенных состояний валентной зоны теллурида свинца. В [2] показано, что для $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ в отличие от $\text{PbTe}\langle\text{In}\rangle$ характерно наличие интенсивного обмена электронами (дырками) между зонными и примесными состояниями, приводящего к резонансному рассеянию дырок.

В настоящей работе с целью получения дополнительной информации о рассеянии дырок проведено исследование поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена (ПЭНЭ), чрезвычайно чувствительного к особенностям энергетической зависимости времени релаксации $\tau(\epsilon)$, в образцах PbTe , легированных Tl, одновременно Tl и Na, Tl и избытком свинца. Дополнительное легирование $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ акцепторной (Na) или донорной (избыток Pb) примесью проводилось с целью изменения положения уровня химического потенциала μ относительно центра полосы резонансных состояний таллия ϵ_{Tl} , т. е. степени заполнения примесных состояний в соответствии с данными [5, 8].

Образцы были изготовлены металлокерамическим методом. Содержание таллия (N_{Tl}) в различных сериях было фиксированным и равным 0,3, 0,5, 1,0, 2,0 ат%, концентрация натрия (N_{Na}) изменялась от 0 до 2,5 ат%, концентрация избыточного свинца (N_{Pb}) — до 1,0 ат%.

1. *Экспериментальные данные.* Как видно из рис. 1, 2, коэффициент ПЭНЭ Q при $T \geq 100-420 \text{ К}$ во всех исследованных образцах $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$, $\text{PbTe}\langle\text{Tl}, \text{Na}\rangle$ и $\text{PbTe}\langle\text{Tl}, \text{Pb}\rangle$ отрицателен, т. е. имеет тот же знак, что и Q в образцах $\text{PbTe}\langle\text{Na}\rangle$ [9]. Однако абсолютная величина нернстовской подвижности $\left| \frac{Q}{k_{\text{B}}/e} \right|$ в образцах PbTe , содержащих таллий, значительно меньше (при температуре 120 К $\left| \frac{Q}{k_{\text{B}}/e} \right| \sim 1-30 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, так что на некоторых составах при $T < 150 \text{ К}$ коэффициент ПЭНЭ не удалось измерить).

Следует отметить, что коэффициенты ПЭНЭ в образцах $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ и $\text{PbTe}\langle\text{Na}\rangle$ различаются не только по абсолютной величине, но и по характеру температурной зависимости. В образцах $\text{PbTe}\langle\text{Na}\rangle$ $Q(T)$ при $T \geq 120$ К, как правило,

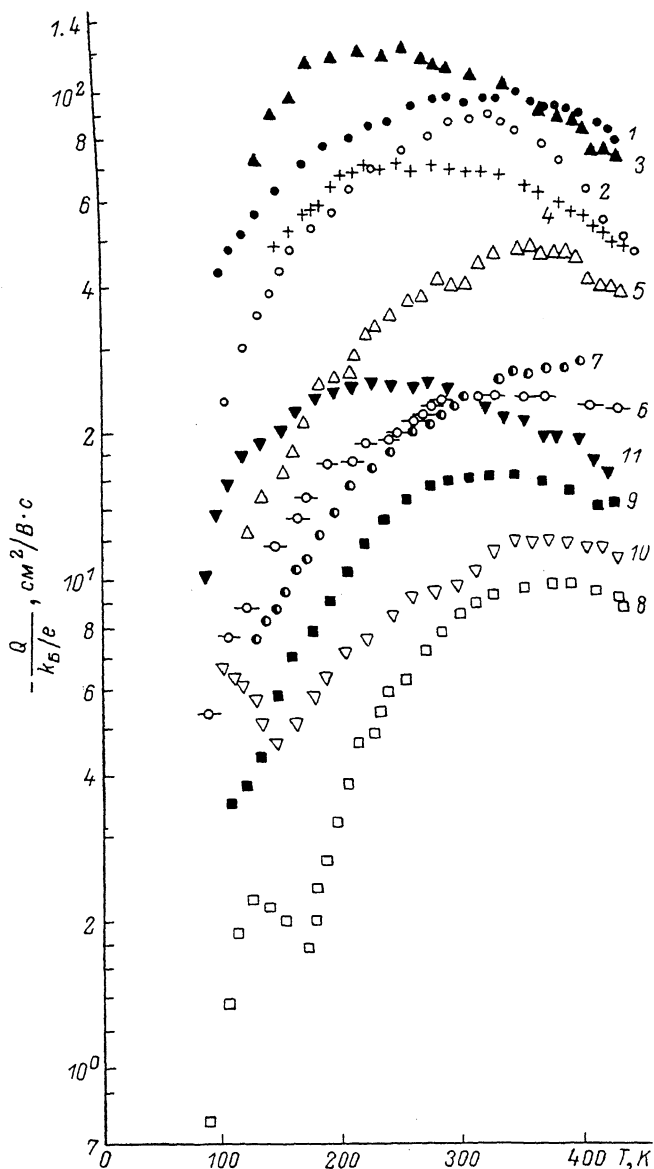


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Нернста—Эттинггаузена $\frac{Q}{k_B/e}$ в образцах $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$, $\text{PbTe}\langle\text{Tl}, \text{Na}\rangle$, $\text{PbTe}\langle\text{Tl}, \text{Pb}\rangle$.

$p_{77} \cdot 10^{-10}$, cm^{-3} (N_{Tl} ; N_{Na} ; N_{Pb} , ат%): 1 — 3.4 (0.3; 0; 0), 2 — 5.9 (0.3; 1.5; 0), 3 — 2.3 (0.5; 0; 0.25), 4 — 5.3 (0.5; 0; 0), 5 — 13 (0.5; 2.0; 0), 6 — 6.9 (1.0; 0.25; 0), 7 — 7.7 (1.0; 0; 0), 8 — 9.7 (2.0; 0.5; 0), 9 — 11 (2.0; 0; 0), 10 — 9.9 (2.0; 0; 0.25), 11 — 12 (2.0; 2.5; 0). Концентрация дырок p_{77} определена из значения коэффициента Холла при 77 К.

уменьшается по абсолютной величине при увеличении температуры примерно по закону изменения подвижности с температурой. Для образцов PbTe , легированных таллием, характерен рост нернстовской подвижности при увеличении температуры до величин $\left| \frac{Q}{k_B/e} \right|_{\text{max}} \sim 10\text{--}100 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{C}$ ($N_{\text{Tl}} = 0.3\text{--}2.0$ ат%) при $T_{\text{max}} \sim 250\text{--}350$ К.

Важной особенностью экспериментальных данных по $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ является немонотонность зависимости Q как от температуры (рис. 1), так и от количества дополнительно введенной примеси Na или избытка Pb. Немонотонной является также зависимость безразмерной величины $\left| \frac{Q}{R\sigma k_B/e} \right|$ (здесь R — коэффициент Холла, σ — удельная электропроводность, $R\sigma$ — холловская подвижность) от состава образцов (рис. 3).

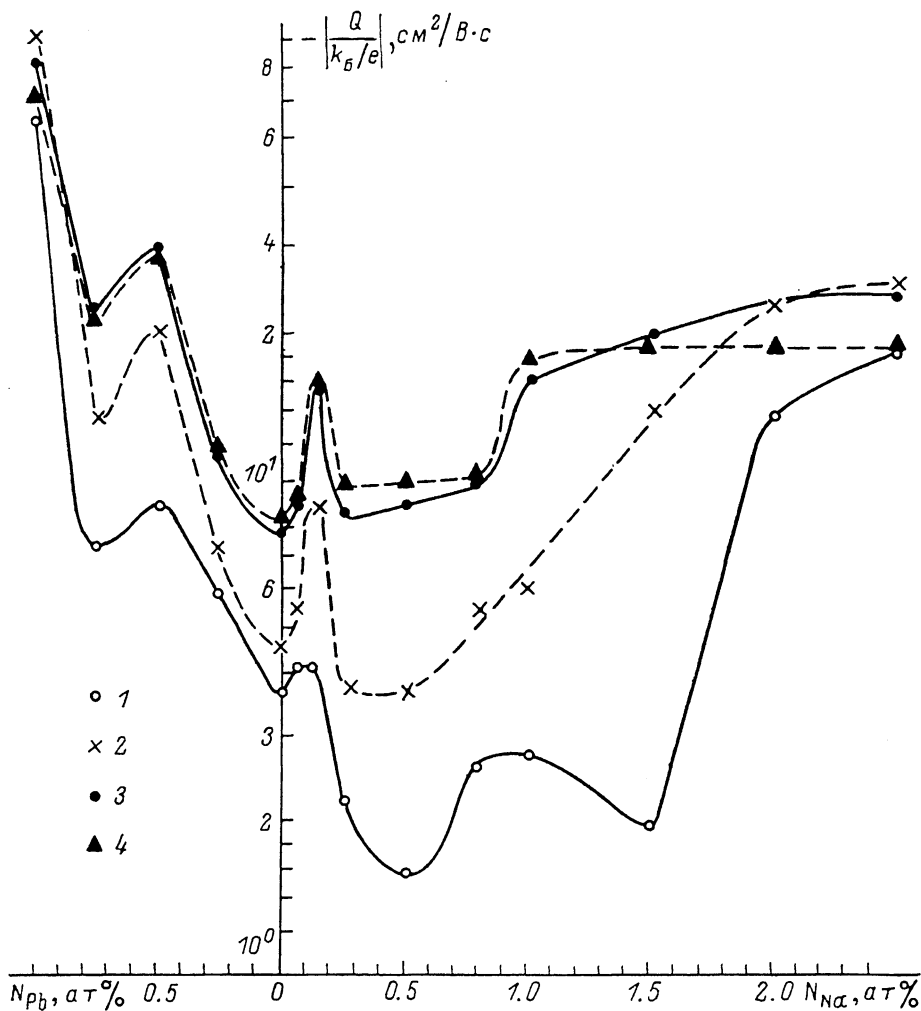


Рис. 2. Зависимость нернстовской подвижности $\left| \frac{Q}{k_B/e} \right|$ в $\text{Pb}_{0.98}\text{Tl}_{0.02}\text{Te}$, дополнительно легированном примесью Na или избытком Pb.

$T, \text{K}: 1 - 120, 2 - 200, 3 - 300, 4 - 400.$

2. *Обсуждение результатов.* Прежде всего отметим, что малость нернстовской подвижности подтверждает наличие резонансного рассеяния дырок на примеси таллия в $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$.

Величина $\left| \frac{Q}{R\sigma k_B/e} \right|$, характеризующая механизм рассеяния носителей заряда, немонотонно зависит от степени заполнения $k^{(A)}$ примесной полосы Tl дырками, как это и должно быть при резонансном рассеянии.

Оценка эффективного параметра рассеяния $|r_{\text{эфф}}| = \left| \frac{Q}{R\sigma k_B/e} \right| \frac{3}{\pi^2} \frac{\mu}{k_B T}$ показала, в частности, что при коэффициенте заполнения полосы резонансных состояний таллия дырками $k^{(A)} \approx 1/4$ (величина $k^{(A)}$ оценивалась по формуле (1) работы [8]) в образцах с 0.3 и 0.5 ат% Tl эта величина аномально велика:

$|r_{эфф}| \sim 17 \div 18$, что можно объяснить сильной энергетической зависимостью времени релаксации в случае резонансного рассеяния.

Величины $\left| \frac{Q}{R \sigma k_B / e} \right|$ и $|r_{эфф}|$ в максимумах кривых, описывающих зависимости от N_{Na} , падают с ростом концентрации Tl, что можно связать с наблюдаемым ранее [3, 4] увеличением ширины примесной полосы Г.

Вместе с тем имеются некоторые особенности, которые трудно объяснить в рамках простейшей картины резонансного рассеяния. Так, $\frac{Q}{R \sigma k_B / e}$, уменьшаясь с ростом N_{Na} по абсолютной величине, не изменяет знака даже в области,

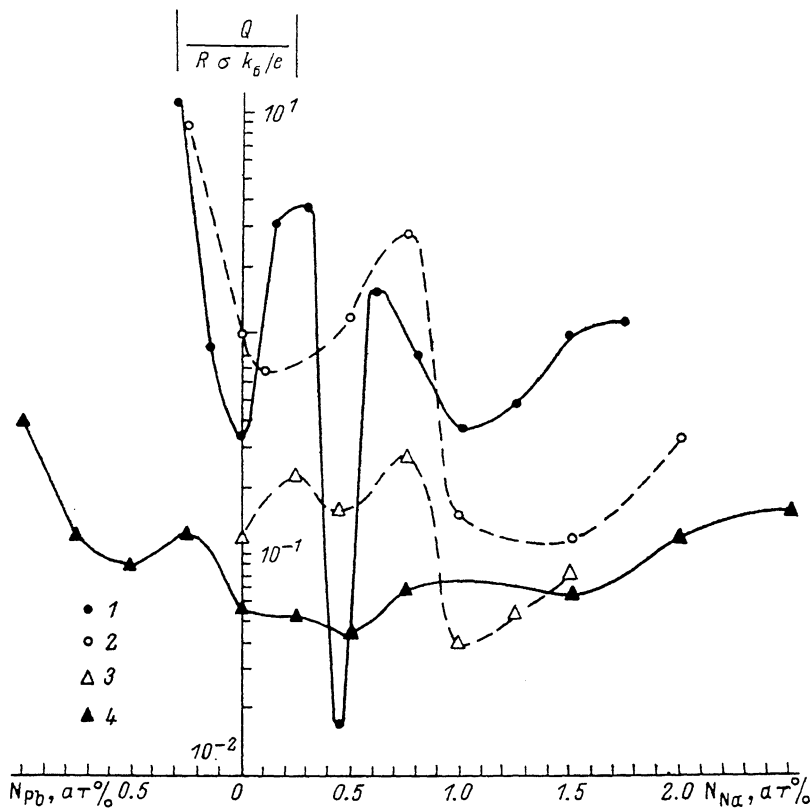


Рис. 3. Зависимость параметра $\left| \frac{Q}{R \sigma k_B / e} \right|$ в $PbTe \langle Tl \rangle$, дополнительно легированном примесью Na или избытком Pb, при температуре 120 К.

N_{Tl} , ат %: 1 — 0,3, 2 — 0,5, 3 — 1,0, 4 — 2,0. Нуль на оси абсцисс соответствует образцам, состав которых имеет формулу $Pb_{1-x}Tl_xTe$.

где примесная полоса Tl заполнена на $3/4$ и время релаксации в случае резонансного рассеяния должно было бы расти с ростом энергии. Эффективный параметр рассеяния $r_{эфф}$ оказывается сдвинутым в область отрицательных величин. Одной из возможных причин такого сдвига может быть непараболичность зоны легких дырок. Кроме того, наблюдаемая картина зависимостей ПЭНЭ от состава образцов может быть существенно усложнена наличием пространственных микронеоднородностей распределения примесей.

Проявление неоднородностей в условиях сильного резонансного рассеяния должно быть весьма специфичным. Обычно, обсуждая влияние неоднородностей на явления переноса, рассматривают прежде всего неоднородность концентрации носителей заряда [10]. Однако в полупроводниках типа IV—VI, легированных элементами III группы, стабилизация химического потенциала резонансными уровнями приводит к исключительной однородности образцов

по концентрации носителей. Неоднородность подвижности носителей не приводит к существенному изменению кинетических коэффициентов.

При наличии сильного резонансного рассеяния должен ярко проявляться своеобразный тип неоднородностей — неоднородность параметра рассеяния $r = \partial \ln \tau / \partial \ln \varepsilon |_{\varepsilon = \varepsilon_{\text{рез}}}$, связанная с флуктуациями коэффициента заполнения примесной полосы. Особенно сильное влияние неоднородность параметра рассеяния должна оказывать на эффекты, при наблюдении которых существенны вызванные неоднородностью вихревые токи: магнитосопротивление, электронную теплопроводность и ПЭНЭ.

В качестве примеров приведем выражения для измеряемого в эксперименте эффективного коэффициента Нернста—Эттингсгаузена $Q_{\text{эфф}}$ в некоторых частных случаях. Для слоистой неоднородности, когда градиент температуры и магнитное поле направлены вдоль слоев, а ЭДС ПЭНЭ измеряется в поперечном по отношению к слоям направлении, была получена формула

$$Q_{\text{эфф}} = \bar{Q} + \frac{1}{\bar{\sigma}} (\overline{R\sigma\alpha\sigma} - \overline{R\sigma}\overline{\alpha\sigma}), \quad (1)$$

где α — термоэдс, а черта сверху означает усреднение по объему образца.

В случае малых изотропных неоднородностей методом Херринга [10] также удается вычислить $Q_{\text{эфф}}$:

$$Q_{\text{эфф}} = \bar{Q} \left(1 + \frac{2}{3} D_Q D_\sigma \frac{\overline{\delta k^{(\lambda)^2}}}{\bar{k}^{(\lambda)^2}} \right) + \bar{\alpha} \bar{R} \left(\frac{2}{3} D_R + \frac{1}{3} D_\sigma \right) D_\alpha \frac{\overline{\delta k^{(\lambda)^2}}}{\bar{k}^{(\lambda)^2}}. \quad (2)$$

Здесь средние величины Q , α , σ , R равны их значениям при $k^{(\lambda)} = \bar{k}^{(\lambda)}$, а D_A обозначают безразмерные производные типа

$$D_A = \left. \frac{d \ln A}{d \ln k^{(\lambda)}} \right|_{k^{(\lambda)} = \bar{k}^{(\lambda)}}. \quad (3)$$

Величина $\delta k^{(\lambda)}$ описывает отклонение коэффициента заполнения от среднего.

В формулах (1) и (2) в качестве слагаемых фигурируют величины, никак не связанные с локальным коэффициентом Нернста—Эттингсгаузена и описывающие влияние вихревых токов. При характерных для полупроводников величинах неоднородностей в распределении примесей эти члены могут быть относительно велики, особенно при малых Q . Качественное рассмотрение дополнительных членов показывает, что их зависимость от коэффициента заполнения в случае резонансного рассеяния носит немонотонный, весьма причудливый характер, они могут неоднократно изменять знак. Поэтому одной из вероятных причин наблюдаемых аномалий является влияние неоднородностей параметра r в условиях сильного резонансного рассеяния.

Таким образом, основные особенности поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена в $\text{PbTe}\langle\text{TI}\rangle$ качественно удается объяснить резонансным рассеянием дырок на примесях таллия.

Л и т е р а т у р а

- [1] Вейс А. Н., Кайданов В. И., Немов С. А., Емелин С. Н., Ксендзов А. Я., Шалабутов Ю. К. Примесные состояния таллия в теллуриде свинца. — ФТП, 1979, т. 13, в. 1, с. 185—189.
- [2] Кайданов В. И., Немов С. А. Влияние примеси таллия на рассеяние дырок в теллуриде свинца. — ФТП, 1981, т. 15, в. 3, с. 542—550.
- [3] Вейс А. Н., Немов С. А. Исследование коэффициента поглощения теллурида свинца, легированного таллием. — ФТП, 1979, т. 13, в. 12, с. 2384—2388.
- [4] Вейс А. Н., Немов С. А. Особенности электрофизических и оптических свойств $\text{PbTe}\langle\text{TI}\rangle$ при больших содержаниях примеси. — ФТП, 1981, т. 15, в. 6, с. 1241—1244.
- [5] Кайданов В. И., Немов С. А., Парфеньев Р. В., Шамшур Д. В. Влияние дополнительного легирования акцепторной примесью на сверхпроводящий переход в $\text{PbTe}\langle\text{TI}\rangle$. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, в. 12, с. 517—519.
- [6] Черняк И. А., Лыков С. Н., Гречко Н. И. О природе сверхпроводящего состояния PbTe , легированного таллием. — ФТТ, 1982, т. 24, в. 10, с. 2931—2937.

- [7] Константинов П. П., Лыков С. Н., Равич Ю. И., Черник И. А. Исследование примесных состояний в теллуриде свинца, легированном элементами III группы, методом измерения низкотемпературной теплоемкости. — ФТТ, 1982, т. 24, в. 12, с. 3530—3534.
- [8] Кайданов В. И., Немов С. А., Равич Ю. И., Зайцев А. М. Влияние резонансных состояний на эффект Холла и электропроводность в PbTe при одновременном легировании таллием и натрием. — ФТП, 1983, т. 17, в. 9, с. 1613—1617.
- [9] Черник И. А., Кайданов В. И., Виноградова М. Н., Коломоец Н. В. Исследование валентной зоны теллурида свинца с помощью явлений переноса. — ФТП, 1968, т. 2, в. 5, с. 773—781.
- [10] Herring C. — J. Appl. Phys., 1960, v. 31, № 11, p. 1939—1953.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Получена 6.07.1984
Принята к печати 1.11.1984