

# Поперечный эффект Нернста—Эттингсгаузена, резонансное рассеяние и сверхпроводимость в SnTe:In

© С.А. Немов, В.И. Прошин, Г.Л. Тарантасов, Р.В. Парфеньев\*, Д.В. Шамшур\*, А.В. Черняев\*

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
Санкт-Петербург, Россия

\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nemov\_s@mail.ru

(Поступила в Редакцию 8 апреля 2008 г.  
В окончательной редакции 28 июля 2008 г.)

В образцах SnTe:In с различным содержанием индия (1–16 at.%) исследованы температурные зависимости коэффициента поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена в диапазоне 100–300 К и удельное сопротивление при температурах 1.2–4.2 К в магнитных полях до 10 кОе. Полученные данные свидетельствуют о наличии резонансного рассеяния дырок в полосу квазилокальных примесных состояний In в образцах  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  с содержанием In  $x \geq 0.05$  и перехода в сверхпроводящее состояние с критической температурой  $T_c \sim 1.5\text{--}2.2$  К. В образцах SnTe:In со степенью заполнения примесных состояний электронами, близкой к 1/2, и уровнем Ферми  $\varepsilon_F$ , находящимся вблизи минимума энергетической зависимости времени релаксации  $\tau(\varepsilon)$ , наблюдается новый тип неоднородностей — неоднородности параметра рассеяния  $r = \partial \ln \tau / \partial \ln \varepsilon \Big|_{\varepsilon_F}$  вследствие флуктуаций степени заполнения электронами квазилокальных состояний.

PACS: 72.20.Pa, 74.25.Fy

## 1. Введение

Перспективным направлением в исследовании свойства узкозонных полупроводников, таких как  $A^{\text{IV}}B^{\text{VI}}$ , является изучение систем с примесными квазилокальными (резонансными) состояниями. Резонансные состояния сильно модифицируют свойства кристаллов, а в ряде случаев приводят к появлению новых эффектов, в частности к возникновению сверхпроводимости [1,2]. Таким образом, легирование кристаллов  $A^{\text{IV}}B^{\text{VI}}$  примесями, создающими квазилокальные уровни, расширяет возможности практического использования указанных материалов. В связи с этим исследования подобных систем интересны как с точки зрения фундаментальной физики, так и с прикладной. К числу таких перспективных систем относится теллурид олова с примесью индия.

В SnTe примесь In создает квазилокальные примесные состояния глубоко в валентной зоне. По оценкам [1] энергия примесных состояний In  $\varepsilon_{\text{In}} \sim 0.3$  eV в шкале энергий дырок. В образцах с уровнем Ферми  $\varepsilon_F \sim \varepsilon_{\text{In}}$  наблюдается значительное снижение холловской подвижности  $u_H$  [3], которое объясняется резонансным рассеянием дырок в полосу квазилокальных примесных состояний In [3,4].

Следует отметить, что зонная структура и механизмы рассеяния дырок в SnTe изучены недостаточно. Это обстоятельство связано с тем, что кристаллы SnTe растут со значительным отклонением состава от стехиометрии, т.е. с высокими концентрациями собственных дефектов. Точечные дефекты в  $A^{\text{IV}}B^{\text{VI}}$  электрически активны, что приводит к высоким концентрациям носителей тока. Образцы SnTe растут с отклонением в сторону избытка Te, который проявляет акцепторное

действие. Типичные концентрации дырок в SnTe составляют  $p \simeq 10^{20}\text{--}10^{21}$   $\text{cm}^{-3}$ . Поэтому вывод [3] о резонансном рассеянии дырок в SnTe:In нуждается в дополнительном экспериментальном подтверждении. В настоящей работе выполнены ранее исследования явления переноса дополнены изучением поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена (далее ПЭНЭ), чрезвычайно чувствительного к механизму рассеяния носителей тока.

## 2. Коэффициент Нернста—Эттингсгаузена

Поперечный эффект Нернста—Эттингсгаузена характеризуется коэффициентом  $Q$ , который в случае вырожденной статистики имеет вид

$$\frac{Q}{k/e} = \frac{\pi^2}{3} \frac{kT}{\varepsilon_F} \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \varepsilon} \Big|_{\varepsilon_F} |R\sigma|, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $e$  — модуль заряда электрона;  $T$  — температура;  $\varepsilon$  — энергия носителей заряда;  $\varepsilon_F$  — уровень Ферми;  $\tau$  — время релаксации;  $|R\sigma| = u_H$  — холловская подвижность;  $R$  — коэффициент Холла;  $\sigma$  — удельная электропроводность;  $\frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \varepsilon} \Big|_{\varepsilon_F} = r$  — параметр рассеяния. Запись коэффициента ПЭНЭ в форме  $\frac{Q}{k/e}$  обусловлена тем, что обычно экспериментальные данные представляются именно в таком виде. Кроме того,  $\frac{Q}{k/e}$  имеет размерность подвижности, поэтому модуль  $\left| \frac{Q}{k/e} \right| = u_{N-E}$  носит название нернстовской подвижности.

Эффект Нернста—Эттингсгаузена в металлах чрезвычайно мал и поэтому практически не исследуется. Одна-

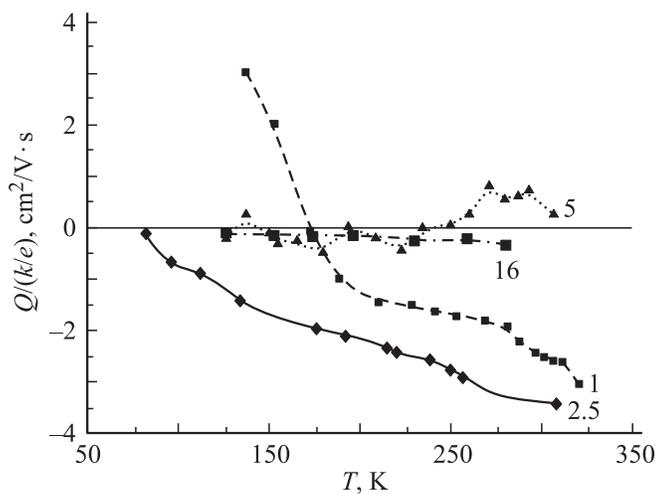
ко в образцах SnTe с примесью In концентрация дырок (и величина энергии Ферми) примерно на порядок меньше, чем в металлах, и в связи с этим появляется экспериментальная возможность измерения этого эффекта.

### 3. Эксперимент

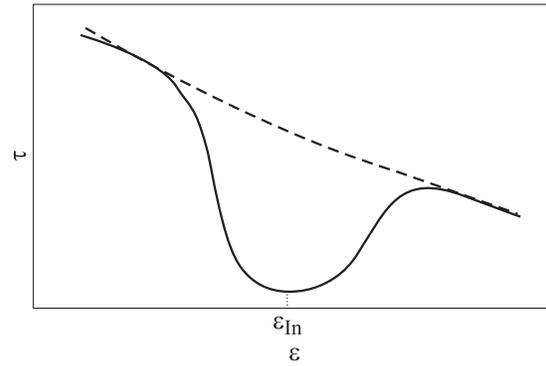
Эксперимент проводился на двух сериях образцов. В первой серии образцов SnTe варьировалось содержание In с целью обнаружения диапазона составов, в которых наблюдаются особенности, связанные с резонансным рассеянием. На рис. 1 представлены температурные зависимости нернстовской подвижности для исследованных образцов.

Из рис. 1 видно, что образцы с содержанием индия 1 и 2.5 at.% характеризуются относительно высоким значением нернстовской подвижности ( $u_{N-E} \sim 1 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ) и сильной температурной зависимостью. В то же время образцы с более высоким содержанием In (5 и 16 at.%) имеют нернстовскую подвижность  $u_{N-E}$  на порядок меньше, которая практически не зависит от температуры. Указанные особенности экспериментальных данных в соответствии с [4] позволяют сделать вывод об отсутствии резонансного рассеяния в образцах SnTe с малым содержанием In и о наличии резонансного рассеяния в образцах с содержанием In 5 и 16 at.%.

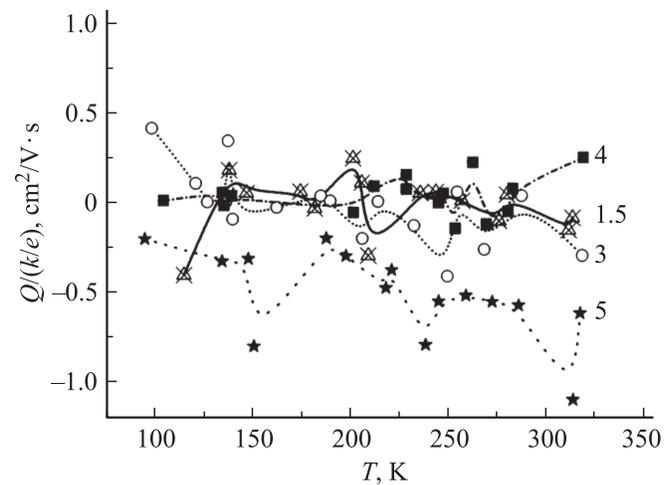
Рассмотрим более подробно данные для образцов с высоким содержанием индия. Коэффициент ПЭНЭ в этих образцах чрезвычайно мал и колеблется вблизи нуля при изменении температуры от 100 до 300 К; более того, в образце с 5 at.% In наблюдается многократная смена знака  $Q$ . Подобное поведение кинетических коэффициентов характерно для неоднородных полупроводников. Согласно Херрингу [5], флуктуации кинетических коэффициентов происходят в основном из-за неоднородности концентрации носителей тока. Од-



**Рис. 1.** Температурная зависимость коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ . Числа около кривых соответствуют содержанию In ( $x$ ) в образцах в at.%.



**Рис. 2.** Качественный вид энергетической зависимости времени релаксации  $\tau(\epsilon)$  вблизи полосы резонансных состояний In в SnTe. Штриховая линия соответствует зависимости  $\tau(\epsilon)$  без резонансного рассеяния.  $\epsilon_{\text{In}}$  соответствует положению пика примесных состояний.



**Рис. 3.** Температурная зависимость коэффициента поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в образцах  $\text{Sn}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{Te}_{1+y}$ . Числа около кривых соответствуют содержанию избытка Te ( $y$ ) в образцах в at.%.

нако в SnTe:In с высоким содержанием In (в частности, в образцах с 5 и 16 at.% In) уровень Ферми фиксирован в пределах примесной полосы резонансных состояний In с большой плотностью состояний  $g_{\text{In}}(\epsilon) \sim N_{\text{In}}$ . Поэтому флуктуации состава образцов SnTe:In не приводят к значительным неоднородностям концентрации дырок. Однако флуктуации состава образцов будут приводить к значительному изменению степени заполнения примесных состояний электронами. Энергетическая зависимость времени релаксации  $\tau(\epsilon)$  в условиях сильного резонансного рассеяния имеет вид падающей с ростом энергии кривой с минимумом в области энергий примесных состояний, в которой наблюдается резонансное рассеяние. Схематически зависимость  $\tau(\epsilon)$  изображена на рис. 2, из которого видно, что роль флуктуаций степени заполнения примесных состояний In и параметра рассеяния  $r$  особенно ярко должна проявляться

Параметры сверхпроводящего перехода образцов  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}_{1+y}$

Состав		Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние $T_c$ , К	Второе критическое магнитное поле, экстраполированное к 0 К $H_{c2}(0)$ , кОе	$\partial H_{c2}/\partial T _{T \rightarrow T_c}$ , кОе/К
X	Y			
0.010	0	—	—	—
0.025	0	—	—	—
0.050	0	1.88	9.32	-9.6
0.160	0	2.03	10.23	-10.5
0.120	0.015	2.01	8.40	-6.8
0.120	0.030	2.05	10.60	-7.5
0.120	0.040	1.71	9.56	-8.0
0.120	0.050	—	—	—

в образцах со степенью заполнения, близкой к 1/2. В таких образцах флуктуации состава должны приводить к смещению уровня Ферми  $\epsilon_F$  относительно  $\epsilon_{In}$  влево или вправо по шкале энергий, при этом изменяется знак производной  $\partial\tau/\partial\epsilon$ ,  $r$  и  $Q$ . Подобное поведение демонстрируют образцы  $\text{SnTe}:\text{In}$  с высоким содержанием индия (рис. 1), причем образец  $\text{SnTe}$ , легированный 5 at.% In, по-видимому, попадает в минимум зависимости  $\tau(\epsilon)$  (иными словами,  $\epsilon_F \approx \epsilon_{In}$ ). Образец  $\text{SnTe}$  с 16 at.% In расположен вблизи минимума на зависимости  $\tau(\epsilon)$  (рис. 2), будучи несколько смещенным в область меньших энергий ( $\epsilon_F \leq \epsilon_{In}$ ), и характеризуется малым отрицательным средним значением коэффициента Нернста–Эттингсгаузена ( $\frac{Q}{k/e} \approx -0.2 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ). Подобное поведение коэффициента Нернста–Эттингсгаузена в условиях сильного резонансного рассеяния наблюдалось ранее в  $\text{PbTe}:\text{Tl}$  в образцах с уровнем Ферми, расположенным вблизи пика резонансных состояний Tl [6]. Согласно [6], эффективное значение коэффициента ПЭНЭ при наличии флуктуаций может быть записано в виде

$$Q_{\text{eff}} = \bar{Q} + \frac{1}{\sigma} (\overline{R\sigma\alpha\sigma} - \overline{R\sigma}\alpha\bar{\sigma}), \quad (2)$$

где  $Q_{\text{eff}}$  — измеряемый коэффициент ПЭНЭ;  $\alpha$  — коэффициент термоэдс, а черта сверху означает усреднение по объему образца. В условиях сильного резонансного рассеяния вблизи минимума зависимости  $\tau(\epsilon)$  среднее значение коэффициента Нернста–Эттингсгаузена  $\bar{Q}$  чрезвычайно мало, и основной вклад в  $Q_{\text{eff}}$  вносит второе слагаемое, которое, как показывает математический анализ, характеризуется многократной сменой знака, экспериментально наблюдаемой в образцах  $\text{PbTe}:\text{Tl}$  и  $\text{SnTe}:\text{In}$ .

Во второй серии исследованных образцов  $\text{SnTe}$  содержание In было фиксировано и составляло 12 at.%, степень заполнения примесной полосы электронами изменялась путем введения избыточного Te. Избыточный теллур, как отмечалось выше, обладает акцепторным действием, создавая две дырки в валентной зоне на каждый атом теллура [7]. Полученные результаты представлены на рис. 3.

Как и ожидалось, значение нернстовской подвижности в образцах  $\text{Sn}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{Te}_{1+y}$  очень мало, причем коэффициент Нернста–Эттингсгаузена в большинстве образцов многократно изменяет знак, что свидетельствует о

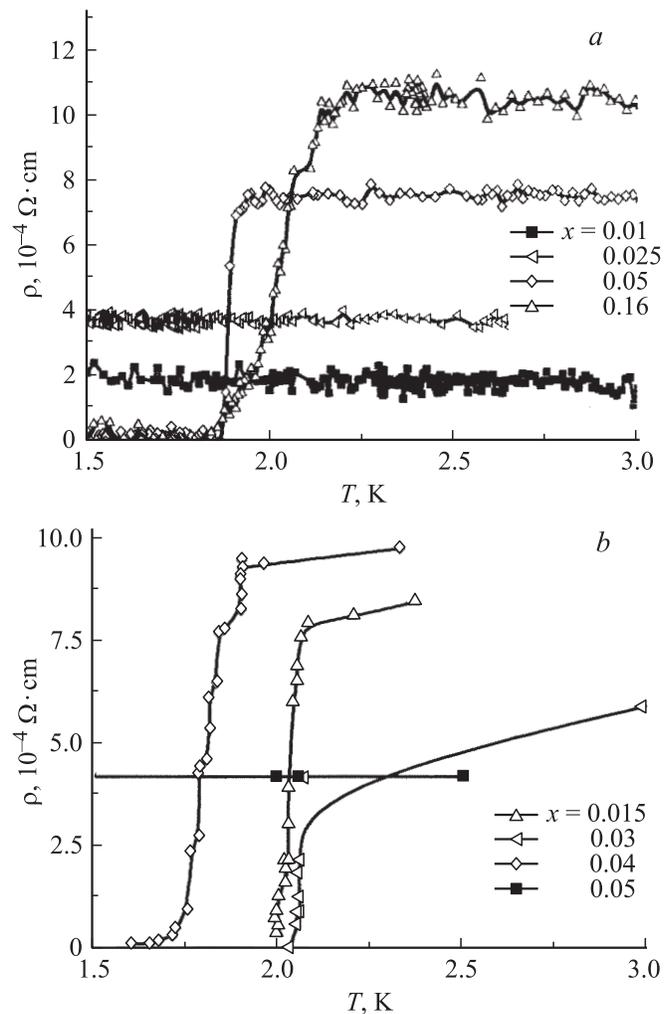


Рис. 4. Температурная зависимость удельного сопротивления образцов  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  (a) и  $\text{Sn}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{Te}_{1+y}$  (b) при низких температурах.

расположении уровня Ферми в исследуемых образцах вблизи середины примесной полосы ( $\varepsilon_F \approx \varepsilon_{In}$ ), при этом наблюдается сильное резонансное рассеяние.

В образцах  $\text{Sn}_{0.88}\text{In}_{0.12}\text{Te}_{1+y}$  с избытком Te 1.5, 3 и 4 at.% наблюдается сильное резонансное рассеяние, как и в образцах  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  с высоким содержанием In (5 и 16 at.%). Степень заполнения в образцах второй серии близка к 1/2. Малые значения  $\frac{Q}{k/e}$  и параметра рассеяния  $\left. \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \varepsilon} \right|_{\varepsilon_F} = r$  свидетельствуют о том, что „дно“ энергетической зависимости времени релаксации почти плоское, а пик плотности примесных состояний In имеет в свою очередь весьма плоскую вершину.

В работах [3,8] была установлена корреляция между сверхпроводящими свойствами и резонансным рассеянием дырок в  $\text{PbTe}:\text{Pb}$  и  $\text{SnTe}:\text{In}$ . В связи с этим были проведены измерения сопротивления  $\rho$  образцов обеих серий при низких температурах 1.2–4.2 К в магнитных полях до 10 кОе. В соответствии с данными [3,8] резкий скачок сопротивления, связанный с переходом в сверхпроводящее состояние, наблюдался лишь в тех образцах  $\text{SnTe}:\text{In}$ , в которых имело место сильное резонансное рассеяние дырок. Типичные температурные зависимости  $\rho(T)$  исследованных образцов приведены на рис. 4. Сверхпроводящее состояние образцов разрушалось магнитным полем. Критические температура  $T_c$  и второе магнитное поле  $H_{c2}$  определялись из условия  $\rho = 0.5\rho_N$  ( $\rho_N$  — низкотемпературное значение сопротивления при  $T < 4.2$  К). Параметры сверхпроводящего перехода приведены в таблице. Значение  $H_{c2}(0)$  оценивалось в соответствии с формулой

$$H_{c2}(T) = H_{c2}(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Полученные нами значения  $T_c$  и  $H_{c2}$  согласуются с данными [3].

## 4. Заключение

Исследование поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена в образцах  $\text{SnTe}$ , легированных In, показало, что образцы имеют нернстовскую подвижность  $\left| \frac{Q}{k/e} \right|$  порядка единиц–десятых долей  $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ . В образцах  $\text{SnTe}:\text{In}$  с содержанием In 5 at.% и более наблюдаются резонансное рассеяние дырок в полосу квазилокальных состояний In и переход в сверхпроводящее состояние с критической температурой  $T_c \sim 1.5\text{--}2.2$  К. Интенсивность резонансного рассеяния дырок и  $T_c$  максимальны, а подвижность и время релаксации  $\tau$  минимальны в образцах  $\text{SnTe}:\text{In}$  с уровнем Ферми, расположенным вблизи максимума плотности примесных состояний ( $\varepsilon_F \approx \varepsilon_{In}$ ), при этом степень заполнения полосы In электронами близка к 1/2. Именно в этих образцах наиболее ярко проявляются неоднородности

нового типа, связанные с флуктуациями степени заполнения электронами примесных состояний и параметра рассеяния  $r = \left. \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \varepsilon} \right|_{\varepsilon_F}$ .

Наблюдаемая корреляция сверхпроводящих свойств образцов  $\text{SnTe}:\text{In}$  и резонансного рассеяния (сильного взаимодействия зонных и примесных состояний) подтверждает существенную роль резонансных состояний In в возникновении сверхпроводимости с относительно высокой критической температурой  $T_c \sim 2$  К.

## Список литературы

- [1] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН **145**, 51 (1985).
- [2] С.А. Немов, Ю.И. Равич. УФН **168**, 817 (1998).
- [3] Г.С. Бушмарина, И.А. Драбкин, В.В. Компанищ, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, М.А. Шахов. ФТТ **28**, 1094 (1986).
- [4] В.И. Кайданов, С.А. Немов, Ю.И. Равич. ФТП **26**, 201 (1992).
- [5] C. Herring. J. Appl. Phys. **31**, 1939 (1960).
- [6] С.А. Немов, Ю.И. Равич, А.М. Зайцев. ФТП **19**, 636 (1985).
- [7] Н.Х. Абрикосов, Л.Е. Шелимова. Полупроводниковые материалы на основе соединений  $A^{IV}B^{VI}$ . Наука, М. (1975). С. 195.
- [8] В.И. Кайданов, С.А. Немов, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур. Письма в ЖЭТФ **35**, 517 (1982).