

## ТЕРМОЭДС И КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА ТАЛЛИЯ И РЕНИЯ ПРИ ТОПОЛОГИЧЕСКОМ ПЕРЕХОДЕ

*Н.В. Заварицкий, В.И. Макаров, А.А. Юргенс*

В термоэдс рения и таллия при топологическом переходе под давлением обнаружены значительные (порядка измеряемой величины) аномалии, которые однозначно соответствуют нелинейному изменению критической температуры сверхпроводящего перехода –  $T_c$ . Собственное время жизни квазичастиц (носителей заряда) существенно влияет на величину аномалии термоэдс.

Топологические переходы в электронной системе были теоретически предсказаны Лифшицем <sup>1</sup>, и экспериментально наблюдались в ряде металлов при всестороннем сжатии <sup>2-4</sup> и при одноосной упругой деформации <sup>5,6</sup>. Переходы должны сопровождаться также и аномалиями в термоэдс  $\alpha$  <sup>7</sup> в виде экстремумов на зависимости  $\alpha$  от параметра, определяющего энергию Ферми. Эти особенности в термоэдс были изучены в двумерных системах при изменении концентрации поверхностных зарядов <sup>8</sup>, при одноосной упругой деформации металлов <sup>9,10</sup>, в сплавах  $Li_{1-x}Mg_x$  <sup>11</sup>.

В данной работе в качестве объектов исследования были выбраны чистый таллий и рений, а также таллий с примесью ртути, в которых переходы наблюдались ранее по аномалиям  $T_c$  при всестороннем сжатии <sup>2,4</sup>.

Образцы таллия с  $RRR \sim 6000$  и таллия с небольшой примесью ртути ( $\lesssim 1,0\%$ ) изготавливались как и в <sup>2</sup> путем продавливания материала через очко  $\Phi 4$  мм с последующим отжигом в течении 50 часов при  $100^\circ$  С. Образцы монокристаллов рения сечением  $2 \times 2$  мм<sup>2</sup> с осями (0001) и  $\perp$  (0001) вдоль образца имели  $RRR$  от 500 до 22000.

Для измерения термоэдс под давлением до 13 кбар использовалась камера высокого давления <sup>12</sup> с диаметром канала 8 мм. Градиент температуры вдоль образцов  $\sim (0,02$  К) и их сре-

дняя температура  $T$  (до 7 К) измерялись с помощью термопары ЗЛЖ-сверхпроводник, характеристики которой не изменяются до 12 кбар<sup>13</sup>. Разность потенциалов определялась компенсационно со СКИМП-ом в качестве нуль-индикатора (чувствительность  $10^{-14} \div 10^{-15}$  В). При данном давлении измерялись температурная зависимость термоэдс образца и его критическая температура  $T_c$ . Давление определялось по манганиновому и сверхпроводящему манометрам с точностью не хуже 200 бар. Корректность измерений устанавливалась по совпадению результатов измерений  $\alpha(T)$  в вакуумном приборе и в камере высокого давления при  $P \sim 0$  кбар.

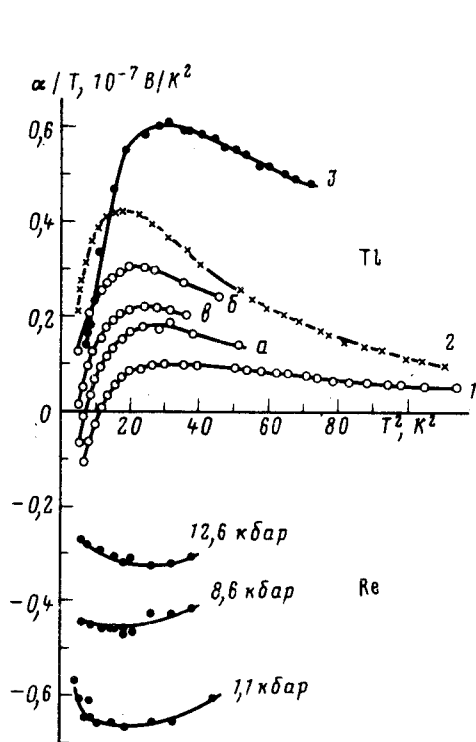


Рис. 1

Рис. 1. Термоэдс таллия (вверху) и рения при различных давлениях: 1 – Tl + 1% Hg  $P = 0$  кбар; а – 3,5 кбар, б – 5,6 кбар, в – 8,1 кбар; 2 – Tl + 0,45% Hg,  $P = 0$  кбар; 3 – чистый Tl,  $P = 0$  кбар

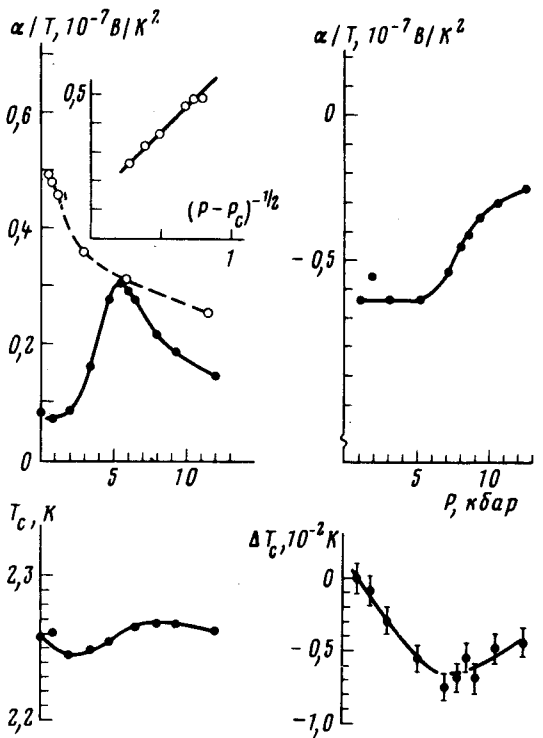


Рис. 2

Рис. 2. Изменение термоэдс (при  $T^2 = 20$ ) и критической температуры  $T_c$  таллия (слева) и рения (справа): • – Tl + 1% Hg, ◦ – Tl + 0,2% Hg

Результаты измерения термоэдс таллия и рения представлены на рис. 1 в координатах  $a = \alpha/T$  от  $T^2$ , обычно используемых для анализа термоэдс. Максимум на кривых  $a(T^2)$  при  $T^2 \sim 20$  ( $T \sim 4,5$  К) мы связываем, как и в работе<sup>14</sup>, с проявлением процессов переброса в фоновой системе. Наиболее интересным из полученных результатов является обнаруженная немонотонная зависимость термоэдс образца Tl + 1% Hg от давления. При увеличении давления от 0 до 6 кбар наблюдается значительный (до трех раз) рост термоэдс. При дальнейшем увеличении давления до 12 кбар термоэдс уменьшается почти до исходной величины. Характер этой зависимости хорошо коррелирует с особенностями  $\frac{\partial T_c}{\partial P}(P)$ <sup>1)</sup> (рис. 2). Обнаруженная аномалия термоэдс асимметрична относительно максимума, что является характерным признаком топологических переходов<sup>1,2</sup>. Давление, при котором происходит переход, определенное по полученным результатам составляет для этого образца  $P_c \sim 5$  кбар. У рения также наблюдается

1) Результаты определения зависимости  $T_c(P)$  для Tl и Re согласуются с полученными ранее<sup>2,4</sup>.

корреляция между особенностями в зависимостях  $T_c(P)$  и  $a(P)$  (рис. 2). В этом случае оказалось, однако, что для исследованных нами образцов величина  $P_c \sim 10 \div 12$  кбар, что превосходит сообщавшееся ранее <sup>4</sup> значение  $P_c \sim 8$  кбар, и поэтому нам удается зафиксировать изменение величин лишь для области  $P < P_c$ .

Особенности на кривых  $a(P)$  для рения и Tl + 1% Hg размазаны по давлению. Видимо это связано со значительным рассеянием электронов на примесях.

В пользу этого предположения свидетельствует тот факт, что у образца Tl + 0,2% Hg зависимость  $a(P)$  более резко уменьшается при  $P \rightarrow P_c$  (по оценкам у этого образца  $P_c \sim 1$  кбар). При  $P > P_c$  величина аномалии термоэдс, в первом приближении изменяется как  $\Delta\alpha \sim (P - P_c)^{-1/2}$  (вставка на рис. 2), что характерно для топологических переходов.

Длина свободного пробега электрона  $l$ , обусловленная рассеянием на примесях в окрестности точки топологического перехода имеет вид <sup>2) 7</sup>:

$$l(p, \epsilon) = l_0(p, \epsilon) + \delta\nu(\epsilon)l_1(p, \epsilon), \quad (1)$$

где  $\epsilon$  — энергия электрона,  $p$  — его импульс. Функции  $l_0$  и  $l_1$  плавно зависят от  $p$  и  $\epsilon$ .  $\delta\nu$  — нерегулярная часть плотности электронных состояний, связанная с изменением топологии поверхности  $\epsilon(p) = \epsilon$ .

Следует <sup>15</sup> можно показать, что аномалия термоэдс, обусловленная вторым слагаемым в (1) описывается формулой

$$\delta(\alpha\sigma) = -\frac{2e}{T} I_0(\mu) \int_{-\infty}^{+\infty} (\epsilon - \mu) \delta\nu(\epsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} d\epsilon, \quad (2)$$

где  $f_0$  — функция распределения Ферми,  $e$  — заряд электрона,  $\mu$  — хим. потенциал,  $\sigma$  — электропроводность металла.

Функция  $I_0(\mu)$  для кристалла кубической симметрии равна

$$I_0(\mu) = \frac{1}{3(2\pi\hbar)^3} \int_{\epsilon(p)=\mu} \frac{dS_p}{|v_p|} (v_p; l_1(p; \mu)),$$

где  $dS_p$  — элемент площади изоэнергетической поверхности  $\epsilon(p) = \epsilon$ ,  $v_p = \partial\epsilon/\partial p$  — скорость электрона.

Если  $\delta\alpha/\alpha_0 \gg \delta\sigma/\sigma_0$  (что обычно имеет место), то величина  $\delta\alpha$  пропорциональна аномальной части электронной составляющей коэффициента термического расширения  $\delta\beta$ , т.е.

$$\delta\alpha = c\delta\beta. \quad (3)$$

Численный коэффициент  $c$  легко найти, сопоставляя формулу (2) с формулой (3) в работе <sup>16</sup>.

Можно показать, что выражения (2) и (3) справедливы и при учете конечного времени жизни квазичастиц,  $\tau_p$ , обусловленное взаимодействием электронов с примесями при произвольном соотношении между величинами

$$\mu - \epsilon_c, T \text{ и } \Gamma, \text{ и } \mu \gg T, \Gamma \quad (\Gamma = \hbar/\tau_p).$$

В этом случае для топологического перехода соответствующего образованию нового участка поверхности Ферми:

$$\delta\nu(\epsilon) \sim [\sqrt{(\epsilon - \epsilon_c)^2 + \Gamma(P_c)^2} + (\epsilon - \epsilon_c)]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\epsilon_c$  — критическая энергия.

Размытие особенностей на рис. 2 показывают, что при сравнении теории с экспериментом целесообразно использовать формулу (2) с учетом (4) (см. (3) в <sup>16</sup> §2).

Проведя такое сравнение, можно оценить параметры, характеризующие топологический переход. В Tl + 1%Hg:

$$\Gamma^2(P_c) \sim 1 \text{ К}^2; P_c \cong 4, 6 \text{ кбар.}$$

<sup>2)</sup> Изменение фононного увлечения при топологическом переходе в этой работе не рассматривается.

По знаку  $\delta\alpha > 0$  можно заключить, что в исследованных металлах при всестороннем сжатии происходит образование новых участков поверхности Ферми.

Авторы благодарят Г.П.Ковтуна и В.Еленского за предоставление монокристаллов рения высокой чистоты, Н.А.Никитина за техническое содействие.

### Литература

1. Лифшиц И.М. ЖЭТФ, 1968, 38, 1569.
2. Брандт Н.Б., Гинзбург Н.И., Игнатъева Т.А. и др. ЖЭТФ, 1965, 49, 85; Макаров В.И., Барьяхтар В.Г., ЖЭТФ, 1965, 48, 1717.
3. Ицкевич Е.С., Вороновский А.Н. Письма в ЖЭТФ, 1966, 4, 226.
4. Chu C.W., Smith T.F., Gardner W.E. Phys. Rev.(B), 1970, 1, 214.
5. Гайдуков Ю.П., Данилова Н.П., Щербина-Самойлова М.Б. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, 599.
6. Overcash D.R., Davis T., Cook J.W., Jr. Skove M.J. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 287.
7. Вакс В.Г., Трефилов А.В., Фомичев С.В. ЖЭТФ, 1981, 80, 1613.
8. Заварицкий Н.В., Суслоев И.М. ЖЭТФ, 1984, 87, 2152.
9. Егоров В.С., Лавренюк Н.Ю., Минина Н.Я., Савин А.М. Письма в ЖЭТФ, 1985, 40, 25.
10. Гайдуков Ю.П., Данилова Н.П., Никифорова Е.В. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 522.
11. Егоров В.С., Федоров А.Н. ЖЭТФ, 1983, 85, 1647.
12. Ицкевич Е.С., Вороновский А.Н. и др. ПТЭ, 1966, 6, 161.
13. Ицкевич Е.С., Крайденев В.Ф. ПТЭ, 1978, 6, 164.
14. Заварицкий Н.В., Омельновский О.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 2218.
15. Лифшиц Е.М., Пятаевский Л.П. "Физическая кинетика" § 78, М., 1979.
16. Барьяхтар В.Г., Ганн В.В., Макаров В.И. ФТТ, 1972, 14, 1715.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Физико-технический институт  
Академии наук УССР

Поступила в редакцию  
24 июня 1985 г.