

## ТЕРМОЭДС В ОЛОВЕ ВЫСОКОЙ ЧИСТОТЫ

A.A.Алтухов, Н.В.Заварницкий:

Определено изменение термоэдс в области перехода от примесного к фононному рассеянию электронов. Показана роль неаддитивности процессов рассеяния в характере изменения термоэдс.

В работе исследуется зависимость термоэдс олова от примесей. Литературные данные по этому вопросу [1, 2] недостаточны и противоречивы. Возникновение термоэдс- $\alpha$  обусловлено, согласно расчетам Гуревича [3], двумя механизмами: 1) непосредственным действием градиента температуры на электроны и 2) увлечением электронов потоком фононов, созданным градиентом температуры. Соответственно, в области низких температур

$$\alpha = a T + b T^3, \quad (1)$$

где первый член связан с электронным, второй – с фононным вкладом. В работе определено как изменяются коэффициенты  $a$  и  $b$  при переходе от рассеяния электронов на примесях к рассеянию электронов на колебаниях решетки.

Схема прибора для измерений изображена на рис. 1. Градиент температуры создается вдоль узкой, цилиндрической части образца диаметром 2 мм. Эта часть образца защищена от возможной дополнительной деформации тонкостенной стеклянной формой. Термометры находятся в отверстиях, проделанных электролитически в утолщениях образца. Образец теплоизолирован от окружающего жидкого гелия дюаровским сосудом. Теплосопротивление 4 и нагреватель  $H_2$  служат при измерениях выше 4,2°К. Для измерительной схемы использованы сверхпроводящие провода, термоэдс в которых отсутствует. Падение напряжения на образце определялось компенсационным методом, с установкой СКИМП [4] в качестве нуль прибора. При  $R_N = 10^{-5}$  ом чувствительность установки составляла  $10^{-13}$  в. Справа на рис. 1 приведен образец записи показаний установки СКИМП во времени. В основных измерениях величина градиента температуры вдоль образца составляла  $\sim 10^{-2}$  °К.

Объектом исследования являлись монокристаллы олова, выращенные вдоль направления (110). Остаточное сопротивление образцов  $\rho_0$  составляло  $10^{-10}$  ом/см +  $10^{-7}$  ом/см, оно изменялось путем введения в олово примесей In и Sb.

Результаты измерения показали, что переход олова в сверхпроводящее состояние при 3,72°К сопровождается резким исчезновением термоэдс, без каких либо предвестников перехода [5] при температурах выше  $T_c$ . Интервал перехода составлял  $\sim 0,01$  °.

В нормальном состоянии от 3,72 до 7,2°К соотношение (1) вполне удовлетворительно описывает изменение  $\alpha$  с температурой. Результаты измерений представлены на рис. 2 в координатах  $\alpha/T$  от  $T^2$ . Исключение составляют лишь образцы с наименьшим количеством примесей.

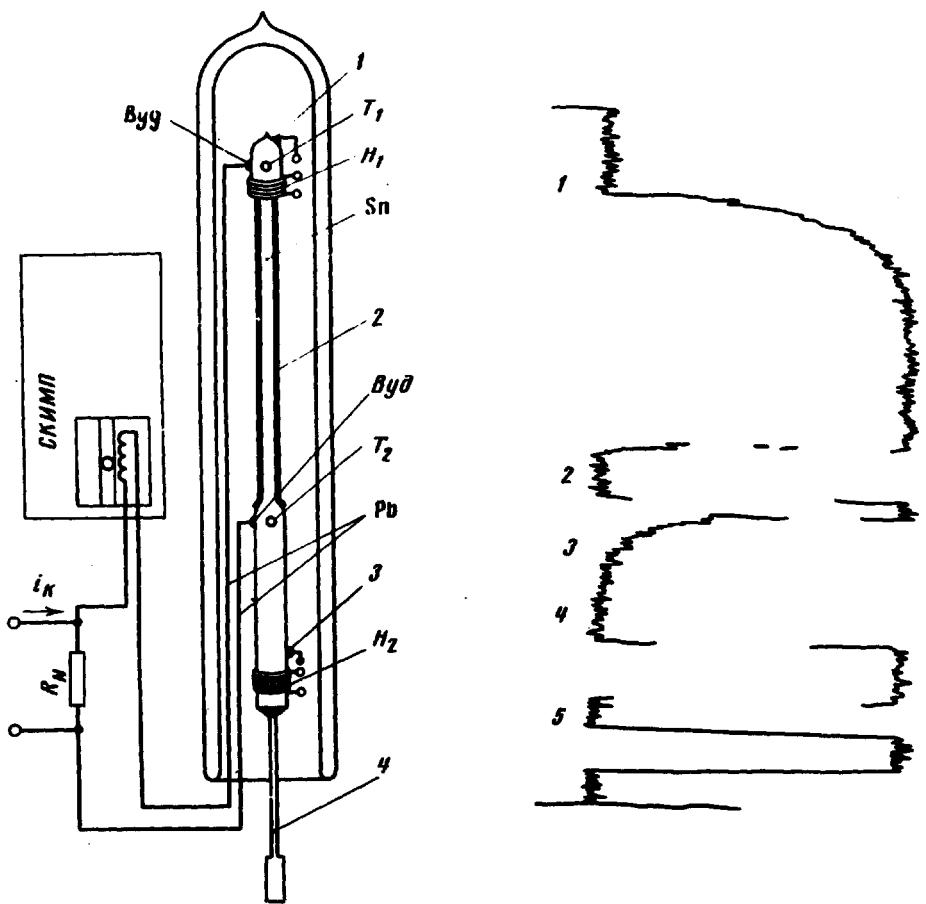


Рис. 1. Слева принципиальная схема измерений термоэзо: 1 – 3 токоподводы для измерения сопротивления образца, Pb – провода свинцовые для измерения падения напряжения на образце.  $T_1$ ,  $T_2$  – термометры,  $H_1$ ,  $H_2$  – нагреватели, 2 – стеклянный капилляр, 4 – медный стержень. Справа – образец записи показаний установки СКИМП во времени, 1, 3 – включение и выключение нагревателя, 2 – включение компенсирующего напряжения, 4 – включение контрольного спина, 5 – включение тока через образец

Наклон кривых и константа  $b$  несколько уменьшаются при искажениях решетки образца. Возможно с этим связано заниженное значение  $b$  для образцов вдоль (110), полученное в [2].

Константы  $a$  и  $b$  в соотношении (1) зависят от количества примесей, внесенных в образец, или, что то же самое, от  $\rho_o$  (рис. 3). При  $\rho_o \sim 10^{-8} \text{ ом/см}$  наблюдается изменение зависимости  $a(\rho_o)$  и  $b(\rho_o)$ . Вероятно, это изменение связано с переходом от области, где основную роль играют столкновения электронов с примесями и дефектами, к области, где заметна роль столкновений электронов с фононами. Действительно, если обозначить через  $\tau_{\text{пр}}$ ,  $\tau_{\phi E}$ ,  $\tau_{\phi F}$  времена релаксации для процессов рассеяния электронов на примесях, фононах с изменением энергии ( $\tau_{\phi E}$ ) и изменением импульса ( $\tau_{\phi F}$ ), то  $\tau_{\text{пр}} \sim \tau_{\phi E}$  ( $8^\circ\text{K}$ ) при

$\rho_0 \approx 10^{-8} \text{ ом/см}$   $\tau_{\text{пр}} \sim \tau_{\Phi E} 4^\circ$  при  $\rho_0 \approx 10^{-10} \text{ ом/см}$  ( $\tau_{\Phi E}$  и  $\tau_{\Phi \bar{E}}$  мы определили из данных по температурной зависимости, теплопроводности и электропроводности Sn). Величина  $b$  определяется в основном неупругим взаимодействием электронов с фононами ( $\tau_{\Phi E}$ ) и зависит от соотношения  $\tau_{\text{пр}}/\tau_{\Phi E}$ . В области примесного рассеяния электронов ( $\tau_{\text{пр}}/\tau_{\Phi E} \ll 1$ )  $b$  практически постоянна (рис. 3), при переходе в область фононного рассеяния  $b$  уменьшается в несколько раз.

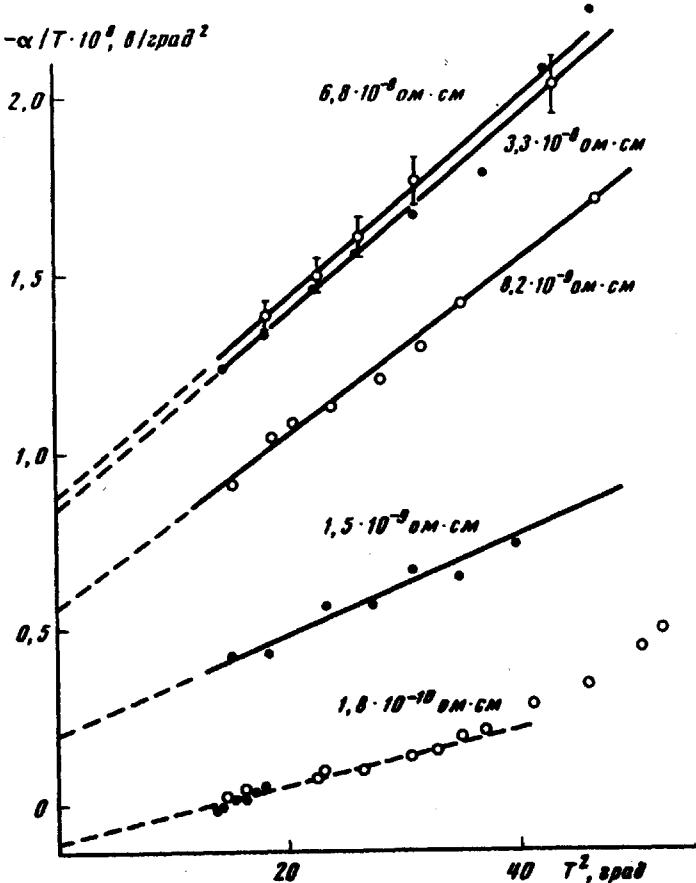


Рис. 2. Зависимость  $a/T$  от  $T^2$  для образцов олова с примесью индия. Пунктир — линейная экстраполяция до  $T = 0^\circ \text{ К}$ . Остаточное сопротивление приведено рядом с кривыми

Ранее подобный эффект наблюдался нами [6] и затем [7] при исследовании теплопроводности K. Как известно

$$TK^{-1} = \frac{\rho_0}{L_0} + BT^3, \quad (2)$$

где  $L_0 = 2,45 \cdot 10^{-8} \frac{\sigma \text{м} \cdot \text{ом}}{\text{см} \cdot \text{град}}$ ;  $B$  – отражает интересующий нас эффект рассеяния электронов на фононах. Изменения  $b$  и  $B$  подобны (рис. 3), что дополнительно подтверждает взаимосвязь механизма фононного увлечения электронов и их рассеяния фононами.

Величина  $\tau_{\phi E}$  изменяется с температурой как  $T^{-3}$ , и в интервале измерений  $3,8 - 7,2^\circ\text{K}$ ,  $\tau_{\text{пр}}/\tau_{\phi E}$  меняется в 7 раз. Вследствие этого должно возникнуть отклонение от соотношения (1), тем большее, чем выше образец. Вероятно с этим связаны наблюдаемые отклонения в наших измерениях (рис. 2) и обнаруженный в термоэдс галлия высокой чистоты член  $\sim T^4$  [9].

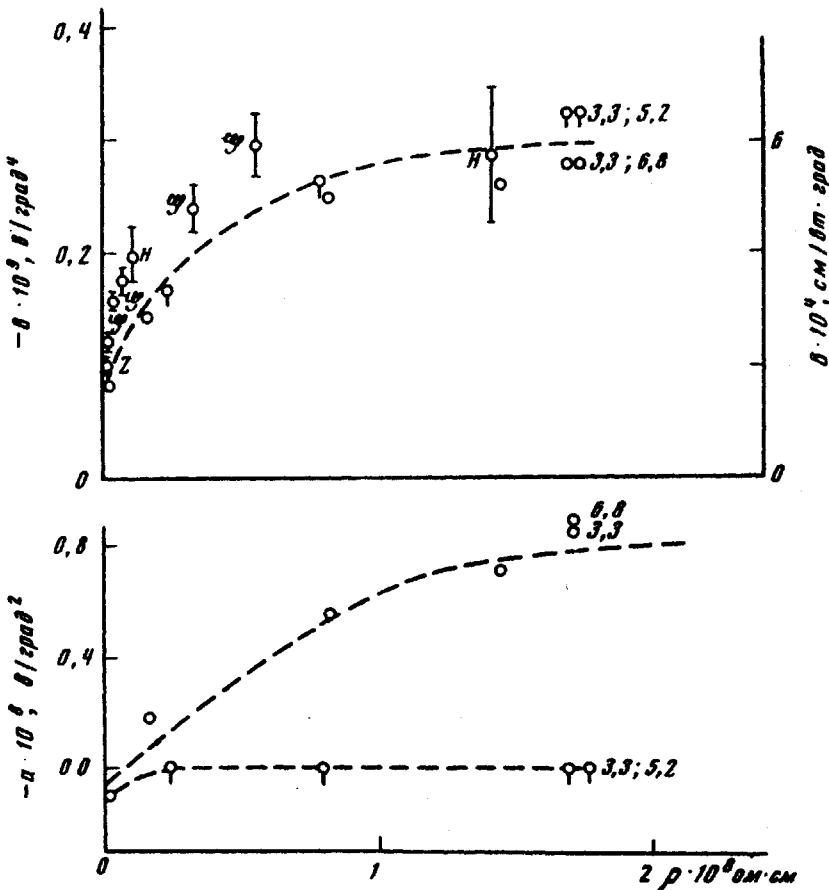


Рис. 3. Зависимость от остаточного сопротивления образцов  $b$  и  $a$  из соотношения (1) и  $B$  из соотношения (2).  $B - Z, G, H$  – данные работы [6–8];  $b$  и  $a$  – Sn с примесью Sb;  $\circ$  – Sn с примесью In. Для образцов с  $\rho_0 > 2 \cdot 10^{-8} \text{ ом} \cdot \text{см}$  рядом с соответствующей точкой приведено значение  $\rho_0$ .

Как известно электронный член термоэдс

$$a \sim \left( \frac{\partial \ln \sigma}{\partial E} \right)_{E_F} \sim \left( \frac{\partial \ln S_F}{\partial E} + \frac{\partial \ln r}{\partial E} \right)_{E_F},$$

где  $S_F$  – сечение Ферми поверхности. Мы полагаем, что изменение  $\partial \ln r / \partial E$  играет основную роль в зависимости  $a(\rho_o)$ . При  $r_{\text{пр}} \ll r_{\phi E}$  величина  $a$  становится постоянной и определяется характером рассеяния электронов, на искажениях поля решетки, вызванных данным сортом примесей. В этой области  $a$  крайне чувствительна к сорту примеси, так для примеси In и Sb в олове  $a_{In} = -8,5 \cdot 10^{-9} \text{ е/град}^2$  и  $|a_{Sb}| < 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ е/град}^2$  соответственно.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
29 июня 1974 г.

### Литература

- [1] J.T.Pullan. Proc. Roy Soc., 217, 280, 1957.
  - [2] C.Van Baarle, A.J.Cuelenaere, G.J.Roest, Miss M.K.Young. Physica, 30, 244, 1964.
  - [3] Л. Гуревич. ЖЭТФ, 16, 193, 1946.
  - [4] Н.В.Заварицкий, А.Н.Ветчинкин. ПТЭ, №1, 247, 1974; ВИНИТИ 7556-73деп.
  - [5] H.B.Casimir, A.Rademakers. Physica, 13, 23, 1947.
  - [6] Н.В.Заварицкий. ЖЭТФ, 39, 1571, 1960.
  - [7] A.M.Guenault. Proc. Roy. Soc., 262, 420, 1961.
  - [8] J.K.Hulm. Proc. Roy. Soc., 204, 98, 1950.
  - [9] S.N.Mahajan, J.G.Daunt, R.Y.Boyington, M.Yaqub. J. of Low Temp. Phys., 12, 347, 1973.
-