

ТЕРМОЭДС УВЛЕЧЕНИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ, СОДЕРЖАЩИХ МИКРОКОНТАКТ

Э.Н.Богачек, И.О.Кулик, А.Н.Омельянчук,
А.Г.Шкорбатов

Термоэлектрическая цепь, не содержащая разнородных металлов, прерванная в одном месте точечным контактом диаметра меньшего неупругой длины свободного пробега электрона, позволяет измерить абсолютную термоэдс увлечения электронов фононами. Вклад микроконтакта в полное напряжение в такой цепи содержит информацию о функции электрон-фононного взаимодействия $g^T(\omega)$ с термоэлектрическим K фактором $K^T(p, p')$.

Метод микроконтактной спектроскопии наглядно продемонстрировал, насколько информативной является вольт-амперная характеристика (ВАХ) малых контактов, соединяющих массивные проводники. В силу того, что сопротивление микроконтактов обусловлено концентрацией тока вблизи контакта, а тепловыделение происходит на значительно больших расстояниях, удастся сравнительно легко реализовать нелинейный токовый режим в нормальных металлах. При этом по виду ВАХ можно восстанавливать энергетические зависимости длин релаксации электронов и фононов в проводниках, плотность фононных состояний, функцию электрон-фононного взаимодействия¹. В ставшей уже традиционной постановке эксперимента неравновесность в контакте создается электрическим полем. В настоящей работе рассмотрена ситуация, когда помимо создания разности потенциалов, на берегах поддерживается и различная температура. В этом случае неравновесными являются как электронная, так и фононная системы. Исследованы эффекты увлечения электронов неравновесными фононами в термоэдс микроконтактов и показана принципиальная возможность измерения с помощью микроконтактов абсолютной термоэдс увлечения массивного металла.

В качестве модели микроконтакта рассмотрим отверстие в непроницаемой для электронов и фононов плоской перегородке. Диаметр отверстия d предполагается с одной стороны малым по сравнению с длинами свободного пробега электронов и фононов (баллистический режим), а с другой стороны большим по сравнению с их характерными длинами волн. Массивные берега контакта, к которым приложена разность потенциалов V , поддерживается при различных температурах T_1 и T_2 . Система кинетических уравнений для функций распределения электронов $f_p(\mathbf{r})$ и фононов $N_q^\alpha(\mathbf{r})$ имеет вид

$$\mathbf{v} \frac{\partial f_p}{\partial \mathbf{r}} + e \mathbf{E} \frac{\partial f_p}{\partial p} = I_{e-ph} \{ f_p, N_q^\alpha \}, \quad (1)$$

$$\mathbf{w}_\alpha(\mathbf{q}) \frac{\partial N_q^\alpha}{\partial \mathbf{r}} = I_{ph-e} \{ N_q^\alpha, f_p \}. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{E} = -\nabla V$; $\mathbf{v} = \frac{\partial \epsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}}$, $\mathbf{w}_\alpha(\mathbf{q}) = \frac{\partial \omega^\alpha(\mathbf{q})}{\partial \mathbf{q}}$; $\epsilon(\mathbf{p})$, $\omega^\alpha(\mathbf{q})$ – законы дисперсии элект-

ронов и фононов соответственно, а $I_{e-ph}\{\dots\}$ и $I_{ph-e}\{\dots\}$ электрон-фононный и фонон-электронный интегралы столкновений стандартного вида. Вдали от контакта функции распределения являются равновесными и удовлетворяют следующим граничным условиям (ось z перпендикулярна плоскости контакта)

$$f_p(z \rightarrow \infty) = n_F \left(\frac{\epsilon - \mu_1}{T_1} \right), \quad f_p(z \rightarrow -\infty) = n_F \left(\frac{\epsilon - \mu_2}{T_2} \right); \quad (3)$$

$$N_q^\alpha(z \rightarrow \infty) = n_P \left(\frac{\hbar\omega_q^\alpha}{T_1} \right), \quad N_q^\alpha(z \rightarrow -\infty) = n_P \left(\frac{\hbar\omega_q^\alpha}{T_2} \right), \quad (4)$$

где $n_F(x) = (e^x + 1)^{-1}$, $n_P(x) = (e^x - 1)^{-1}$. Величина электрического поля находится из условия электронейтральности, а химические потенциалы μ_1 и μ_2 определяются температурами берегов T_1 и T_2 . В нулевом приближении по интегралам столкновений получим для электрического тока I и для электронного потока энтропии Π ¹⁾

$$I = - \frac{V^*}{R_v} + K(T_2^2 - T_1^2), \quad (5)$$

$$\Pi = - K(T_1 + T_2)V^* + \frac{1}{R_T}(T_2 - T_1). \quad (6)$$

Здесь $V^* = V + \frac{1}{2}(\mu_1 - \mu_2)$, $R_v = 2\pi^2 \hbar^3 / e^2 m \epsilon_F \Sigma$, $R_T = R_v 3e^2 / \pi^2$, $K = em\Sigma / 12\hbar^3$, Σ — площадь контакта. Отметим соблюдение принципа Онзагера и выполнение закона Видемана — Франца, для возникающей в цепи термоэдс $\mathcal{E}_T^{(0)}$ из (5) следует выражение

$$\mathcal{E}_T^{(0)} = \frac{\pi^2}{6e\epsilon_F}(T_2^2 - T_1^2), \quad (7)$$

которое в линейном приближении приводит к стандартному виду коэффициента термоэдс $S = \pi^2 T / 6e\epsilon_F$.

Следствие взаимодействия электронов с неравновесными фононами возникает термоэдс увлечения в микроконтакте $\mathcal{E}_T^{(ph)}$, аналогичная известному объемному эффекту Гуревича³. При этом оказывается, что величина $\mathcal{E}_T^{(ph)}$ может превосходить $\mathcal{E}_T^{(0)}$. Учитывая $I_{e-ph}\{\dots\}$ по теории возмущений, получим

$$\mathcal{E}_T^{(ph)} = \frac{2^8 \hbar^2 d}{3e v_F} \int_0^\infty g^T(\omega) \left[n_P \left(\frac{\hbar\omega}{T_1} \right) - n_P \left(\frac{\hbar\omega}{T_2} \right) \right] \omega d\omega, \quad (8)$$

где $g^T(\omega)$ — функция электрон-фононного взаимодействия

$$g^T(\omega) = \sum_\alpha \int \frac{dS_p}{v_1} \int \frac{dS_{p'}}{v_1'} \frac{W_{p-p'}^\alpha}{(2\pi\hbar)^4} \delta(\omega - \omega_{p-p'}^\alpha) K^T(p, p') / \int \frac{dS_p}{v_1} \quad (9)$$

с K -фактором (ср. с⁴⁾)

$$K^T(p, p') = \frac{v_z w_{p-p'}^z}{|v w_{p-p'}^z - w_{p-p'} w_z|}, \quad (10)$$

для которого после симметризации по p, p' и усреднения по углам в предположении, что

1) Вклад фононов в Π ² в металлических микроконтактах мал по сравнению с (6).

вектор групповой скорости фонона w_q направлен вдоль q , справедливо выражение

$$K^T(\theta) = \frac{\pi}{16} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad \theta = \arccos \left(\frac{pp'}{pp'} \right). \quad (11)$$

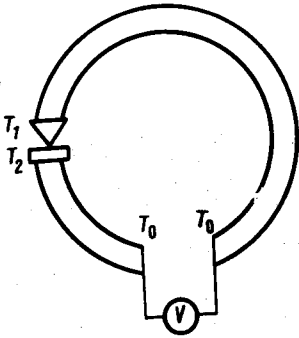
Отметим, что при температурах $T \ll \Theta_D$ (Θ_D – температура Дебая) $\mathcal{E}_T^{(ph)} \sim \frac{1}{e} \frac{d}{l_e} \frac{T_4}{\Theta_D^3}$

(l_e – неупругая длина релаксации электронов), т. е. термоэдс увлечения микроконтакта содержит дополнительную малость d/l_e по сравнению с ее объемным значением⁵.

Реально в эксперименте (см. рисунок) измеряется разность термоэдс

$$\Delta \mathcal{E} = \mathcal{E}_T - \int_{T_1}^{T_2} S dT, \quad (12)$$

где $\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_T^{(0)} + \mathcal{E}_T^{(ph)}$, а S – абсолютная дифференциальная термоэдс массивного металла. Поскольку диффузионные термоэдс массивного металла и контакта $\mathcal{E}_T^{(0)}$, совпадают, а термоэдс увлечения контакта мала, возникает уникальная возможность измерения абсолютного значения термоэдс увлечения массивного металла в широком интервале температур.



Термоэлектрическая цепь для микроконтакта между идентичными металлами

При высоких температурах $T \gg \Theta_D$ выражение (8) несправедливо, поскольку длина фонон-фононных столкновений l_{ph-ph} становится меньше длины фонон-электронного рассеяния l_{ph-e} . Однако заключение о преобладающем вкладе в термоэдс (12) массивного металла сохранит силу до тех пор, пока l_{ph-ph} превышает d .

Эксперименты по наблюдению термоэдс увлечения в однородной цепи, содержащей микроконтакт, были проведены в последнее время О.И.Шкляревским, А.Янсоном²⁾ и П.Видером²⁾ и хорошо описываются предлагаемой теорией в области $T < \Theta_D$. Авторы выражают благодарность О.И.Шкляревскому и И.К.Янсону за полезные обсуждения и возможность ознакомиться с результатами экспериментальных исследований до их опубликования.

Литература

1. Yanson I.K., Kulik I.O. J. de Phys., 1979, 39, 1564; Янсон И.К. ФНТ, 1983, 9, 676.
2. Богачек Э.Н., Шкорбагов А.Г. ФНТ, 1985, 11, 643.
3. Гуревич Л.Э. ЖЭТФ, 1946, 16, 193.
4. Кулик И.О., Омелянчук А.Н., Шехтер Р.И. ФНТ, 1977, 3, 1543.
5. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1966, гл. 7, §11.

Физико-технический институт низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
4 мая 1985 г.

²⁾Католический университет г. Неймегена, Нидерланды.