Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 5, стр. 237 – 239 *10 марта 1987 г.*

МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

А.В.Анисович, Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов, А.Ю.Зюзин

Вычислены мезоскопические флуктуации термоэлектрических коэффициентов для металлических образцов произвольной размерности. Показано, что они не содержат характерной для средних значений малости T/μ и могут быть порядка или больше средних.

Термоэлектрические коэффициенты, описывающие возникновение электрического тока под действием градиента температуры β_{ik} и потока тепла в электрическом поле γ_{ik}, связаны соотношением Онзагера $\gamma_{ik} = - T\beta_{ki}$.

В металлах они имею характерную малость T/μ, где μ – химический потенциал. Это, как известно, связано с тем, что под влиянием градиента температуры частицы над уровнем Ферми и дырки под уровнем Ферми двигаются в одну сторону и поэтому электрический ток, создаваемый каждым из этих потоков порознь, компенсируется с точностью до членов порядка T/μ.

Цель этой статьи показать, что в мезоскопических металлических системах такой компенсации не происходит, и мезоскопические флуктуации термоэлектрических коэффициентов в этом смысле аномально велики. Это происходит потому, что случайный рассеивающий потенциал полностью снимает симметрию между электронами и дырками, и потоки частиц и дырок компенсируютс только в среднем. Другими словами, среднее значение проводимости существенно изменяется при изменении энергии частиц на величину порядка энергии Ферми. Мезоскопические флуктуации проводимости изменяются в зависимости от энергии на масштабах порядка $max\{E_c, T\}$ [1], где $E_c = D/L^2$ обратное время диффузии электрона через образец размера L. Поэтому, согласно формуле Мотта, которая справедлива и для флуктуаций при упругом рассеянии, флуктуации термоэдс должны быть в $\mu/max\{E_c, T\}$ раз больше.

Коррелятор термоэлектрических коэффициентов для образцов различной размерности имеют вид

$$\langle \delta\beta_{ik}\delta\beta_{lm}\rangle = \left(\frac{e}{\pi\hbar}\right)^2 \{(\delta_{il}\delta_{km} + \delta_{im}\delta_{kl})\Lambda_d + \delta_{ik}\delta_{lm}\Xi_d\}, \tag{1}$$

где

$$\Lambda_d = \frac{V_d L_T^{4-d}}{V_3^2}\begin{cases} I_3; & d = 3 \\ 2I_2 \ln\dfrac{L_{in}}{L_T}; & d = 2, \\ 2\pi I_2 \dfrac{L_{in}}{L_T}; & d = 1 \end{cases} \tag{2}$$

$$\Xi_d = \frac{V_d L_T^{4-d}}{V_3^2} I_d \cdot 2^{2-d} . \tag{3}$$

Здесь $L_T = \sqrt{D\hbar/T}$, $L_{in} = \sqrt{D\tau_{in}}$, τ_{in} – время релаксации относительно неупругих процессов рассеяния, D – коэффициент диффузии электронов, V_d – d-мерный объем ($V_1 = L$ – длина проволоки, V_2 – площадь пленки, V_3 – объем образца). В выражениях (2) и (3) эффективная размерность образца определена по отношению к длине L_T.

$$I_d = \frac{2^{d/2}}{6}\left\{\frac{d}{2}\left(1 + \frac{d}{2}\right)\Gamma\left(2 - \frac{d}{2}\right)\xi\left(1 - \frac{d}{2}\right) + \frac{1}{2}\Gamma\left(4 - \frac{d}{2}\right)\zeta\left(3 - \frac{d}{2}\right)\right\},$$

где $\zeta(x)$ – дзета функция Римана.

Если ввести термоэлектрический кондактанс согласно соотношению

$$J = \frac{1}{e} B (T_1 - T_2),$$

то для коррелятора $\langle \delta^2 B \rangle$ получим в различных размерностях

$$\langle \delta^2 B \rangle = \left(\frac{e^2}{\pi\hbar} \right)^2 \frac{V_d \, L_T^{4-d}}{L^4} \begin{cases} \frac{5}{2} I_3 ; & d = 3 \\ 4 I_2 \ln \frac{L_{in}}{L_T} ; & d = 2 \\ 4\pi I_2 \frac{L_{in}}{L_T} ; & d = 1 \end{cases} \qquad (4)$$

Введенное выше понятие термоэлектрического кондактанса удобно тем, что оно имеет смысл и в нульмерном случае, когда нельзя ввести локальный градиент температуры. В таких образцах равновесное распределение электронов с данной температурой устанавливается только на длине $\sqrt{D\tau_e} > L$, где τ_e – время релаксации электронов по энергии. Однако в этой ситуации можно найти поток тепла, возникающий под действием однородного электрического поля и восстановить термоэлектрический кондактанс образца по соотношению Онзагера. Определенный таким образом термоэлектрический кондактанс в нульмерном случае имеет вид

$$\langle \delta B^2 \rangle = 0{,}1 \left(\frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{V_1^2}{L_T^2} \right)^2 \propto T^2 ; \qquad L_T > L . \qquad (4a)$$

Как и во флуктуациях кондактанса [2] первый член в (1) описывает вклад корреляций коэффициента диффузии, а второй – корреляций плотности состояний в термоэлектрический коэффициент.

Сравним величину флуктуаций термоэлектрического коэффициента со средним значением $\langle \beta \rangle = T\sigma / e\mu$. В нульмерном случае

$$\frac{\langle \delta^2 \beta \rangle^{1/2}}{\langle \beta \rangle} \simeq \frac{e^2}{\hbar} R \frac{\mu}{E_c} .$$

В других размерностях

$$\frac{\langle \delta^2 \beta \rangle^{1/2}}{\langle \beta \rangle} \simeq \frac{e^2}{\hbar} \frac{\mu}{T} \begin{cases} R \left(\frac{L_T V_3}{L^4} \right)^{1/2} ; & d = 3 \\ R_\square \left(\frac{L_T^2}{V_2} \ln \frac{L_{in}}{L_T} \right)^{1/2} ; & d = 2. \\ R \left(\frac{L_T^2 L_{in}}{L^3} \right)^{1/2} ; & d = 1 \end{cases}$$

Здесь R – сопротивление образца, $R_\square$ – сопротивление пленки квадратной формы. Из этих оценок видно, что действительно флуктуации термоэлектрических коэффициентов не содержат характерной для средних термоэлектрических коэффициентов малости T/μ и могут быть сравнимы и даже больше их. Абсолютная же величина флуктуаций термоэлектрического кондактанса при $T > E_c$ порядка флуктуаций обычного электрического кондактанса G.

Коррелятор флуктуаций термоэлектрических токов в данной точке при однородном градиенте температуры имеет вид в трехмерном случае

$$\langle \delta j^2 (r) \rangle \simeq 8 \left(\frac{L_T}{l} \right)^5 (\langle \bar{\beta} \rangle \nabla T)^2 .$$

Таким образом, локальные термоэлектрические токи значительно превосходят средний ток.

Коррелятор флуктуаций омического тока J и потока тепла q в электрическом поле $\langle \delta J \delta q \rangle = 0$, т. е. $(\langle \delta G \delta B \rangle) / (\langle \delta G^2 \rangle) \simeq 0(T/\mu) \ll 1$. Это есть следствие того, что асимметрия между электронами и дырками случайная функция, и поэтому корреляция между δG и δB равна нулю с точностью до T/μ.

Вычисление корреляторов термоэлектрических коэффициентов удобно провести, вычисляя корреляторы потоков тепла под действием электрического поля E. При этом в тепловой вершине стоит величина $\frac{1}{2m}\left[\left(\epsilon - \frac{\Omega}{2}\right)\left(p - \frac{k}{2}\right)_i + \left(\epsilon + \frac{\Omega}{2}\right)\left(p + \frac{k}{2}\right)_i\right]$. Существенные диаграммы не отличаются от соответствующих существенных диаграмм при вычислении флуктуаций полного кондактанса [1, 2]. Все диаграммы, в которых не меняется знак энергии в вершине, также как и при вычислении кондактанса, тождественно равны нулю.

Как и обычно в мезоскопических экспериментах [1, 4, 5] смена реализаций случайного потенциала может быть осуществлена при изменении магнитного поля. При этом локальные флуктуации термоэлектрического тока вследствие уравнения непрерывности должны приводить к пространственным флуктуациям плотности заряда [3], и тем самым к флуктуациям электрического потенциала $\langle \delta^2 \varphi(r) \rangle \simeq (L_T/l) \; (\nabla T \hbar / e p_F)^2$. Заметим, что эта оценка совпадает с оценкой флуктуаций $\langle \delta^2 \varphi(r) \rangle$ в однородном электрическом поле [3] при замене E на $\frac{1}{e} \nabla T$. Однако в подобных экспериментах значительно проще создать однородный градиент температур, чем электрического поля, так как распределение температуры определяется не только теплопроводностью образца, но и подложки.

Литература

1. *Lee P.A., Stone D.A.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 1622.
2. *Альтшулер Б.Л., Шкловский Б.И.* ЖЭТФ, 1986, **91**, 220.
3. *Аронов А.Г., Зюзин А.Ю., Спивак Б.З.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 431.
4. *Альтшулер Б.Л., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **42**, 291.
5. *Webb R.A., Washburn S., Umbach G.F., Laibowits R.B.* Phys. Rev., 1984, **B30**, 4048.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 января 1987 г.