

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ТОКА В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПРОВОДНИКАХ

А. Г. Аронов, А. Ю. Зюзин, Б. З. Сивак

Показано, что при нулевой температуре в однородном внешнем поле пространственные флуктуации тока в проводнике пропорциональны размеру образца. При конечных температурах этот размер заменяется на длину когерентности нормального металла. Эти флуктуации сопровождаются флуктуациями химического потенциала, также пропорциональными указанным длинам.

Данная работа посвящена изучению пространственных флуктуаций плотности тока в неупорядоченных проводниках при низких температурах, когда проводимость определяется упругим рассеянием на примесях. В конкретной реализации случайного потенциала на длинах меньших L_ϕ (L_ϕ — длина сбоя фазы волновой функции электрона, связанная, например, с энергетической релаксацией) протекание тока описывается точным решением уравнения Шредингера. Однако уравнение Шредингера, так же как и уравнение Лиувилля, сохраняет фазовый объем и тем самым энтропию. Понятие же проводимости и длины свободного пробега возникает после усреднения по реализациям случайного потенциала. При сложном движении электрона в случайном потенциале возникает перемешивание состояний в фазовом пространстве, которое, по-видимому, эквивалентно усреднению по случайным реализациям¹. Ниже мы покажем, что в макроскопически однородном проводнике во внешнем электрическом поле $E(\mathbf{r})$ возникают пространственные флуктуации плотности тока в данной точке $\mathbf{J}(\mathbf{r})$, которые, по-видимому, отражают этот эффект перемешивания, причем при $T=0$ $\langle \mathbf{J}^2(\mathbf{r}) \rangle \gg \langle \mathbf{J}(\mathbf{r}) \rangle^2$.

В работах ²⁻⁴ изучались флуктуации кондактанса G (обратного полного сопротивления образца), где было, в частности, показано, что при $T=0$ $\langle \delta G^2 \rangle \cong e^4 / \hbar^2$ и не зависят от размеров образца. Мы думаем, что этот результат также есть следствие эффекта перемешивания. Здесь $\langle \rangle$ означает усреднение по реализациям случайного потенциала. Расчет показывает, что в однородном электрическом поле в трехмерном случае

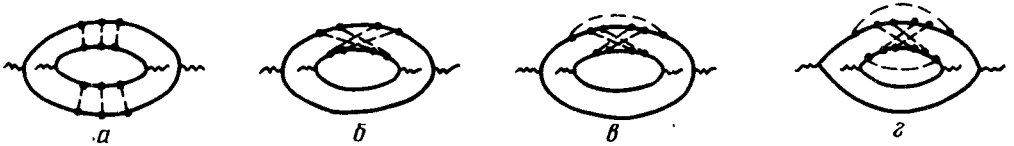
$$\langle J^2(\mathbf{r}) \rangle = \frac{9\zeta(3/2)}{(2\pi)^{3/2}} \frac{e^4}{\hbar^2} \frac{L_T}{l} \left(\frac{p_F}{\hbar} \right)^2 E^2, \quad (1)$$

$$\langle J(\mathbf{r})J(\mathbf{r}') \rangle = \frac{9\zeta(3/2)}{(2\pi)^{3/2}} \frac{e^4}{\hbar^2} \frac{L_T}{l} \frac{E^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} e^{-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{l}}; \quad |\mathbf{r}-\mathbf{r}'| > l. \quad (2)$$

В пленке или проволоке толщиной $a < L_T$ в соответствующих выражениях появляются дополнительные множители $\frac{L_T}{a} \ln \frac{L_\varphi}{L_T}$ и $\frac{L_T L_\varphi}{a^2}$. Здесь $L_T = \sqrt{\frac{D\hbar}{T}}$, $D = \frac{V_F l}{3}$, l — длина свободного пробега электронов при рассеянии на примесях, p_F — импульс Ферми. При $T=0$ в выражениях (1), (2) входит вместо L_T размер образца L . Из (1) и (2) видно, что в трехмерном случае при $L_T \gg l \left(\frac{p_F l}{\hbar} \right)^2$, $\langle J^2 \rangle \gg \langle J \rangle^2 = \sigma_0^2 E^2$, т.е. только небольшая часть тока течет вдоль поля. (σ_0 — макроскопическая проводимость образца). Направление флуктуационных токов не коррелировано с направлением поля E . Природа этого явления аналогична обнаруженному в ⁵ эффекту отсутствия корреляций во флуктуациях компонент тензора кондактанса $G_{\alpha\beta}$. Наличие этих случайных по величине и направлению токов, связанных с эффектом перемешивания, приводит к возникновению флуктуаций плотности магнитного момента m , так что

$$\langle m^2 \rangle \cong \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 E^2 \frac{L_T}{L}. \quad (3)$$

Этот эффект тесно связан с понижением симметрии в мезоскопических образцах ⁵ и эффектом появления намагниченности в электрическом поле в кристаллах низкой симметрии ⁶.



Для вычисления коррелятора токов (1), (2) можно воспользоваться примесной графической техникой. Соответствующие существенные диаграммы показаны на рисунке ^{3, 4}. Главный вклад в (1), (2) дают диаграммы *a*. Корреляторы токов могут быть связаны с $E(r)$ с помощью соотношения

$$\begin{aligned} \langle J_\alpha(\mathbf{r})J_\beta(\mathbf{r}') \rangle &= \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}'_1 K_{\alpha\gamma\beta\delta}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_1; \mathbf{r}'; \mathbf{r}'_1) E_\gamma(\mathbf{r}_1) E_\delta(\mathbf{r}'_1) = \\ &= \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}'_1 \langle \sigma_{\alpha\gamma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \sigma_{\beta\delta}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_1) \rangle E_\gamma(\mathbf{r}_1) E_\delta(\mathbf{r}'_1). \end{aligned}$$

Как показано в ⁷ графики *a* приводят к

$$K_{\alpha\gamma\beta\delta}^{(0)} \sim \frac{\sigma_0^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|^2 l^4} \exp \left\{ -\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{l} - \frac{|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}'_1|}{l} \right\} \delta_{\alpha\beta} \begin{cases} 1 & \text{при } |\mathbf{r}-\mathbf{r}_1| < L_T \\ \frac{L_T^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|^2} & \text{при } |\mathbf{r}-\mathbf{r}_1| > L_T \end{cases} \quad (4)$$

В то время, как

$$\langle \sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \rangle \cong \frac{\sigma_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|^2 l} e^{-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|}{l}} \quad (5)$$

Это означает, что величина флуктуационного тока в точке \mathbf{r} , возникающего под действием электрического поля в точке \mathbf{r}_1 спадает гораздо медленнее среднего тока, что и приводит к (1) и (2). При этом большой множитель L_T/l возникает от полей, сосредоточенных в большой области L_T^3 .

В двумерном случае при $a \ll |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1| \ll L_T \ll L_\varphi$

$$K_{\alpha\gamma\beta\gamma}^{(0)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_1; \mathbf{r}; \mathbf{r}_1) \sim \delta_{\alpha\beta} \frac{\sigma_0^2}{a^2 l^4} \ln^2 \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|}{L_T} \quad (6)$$

Сумма диаграмм б и в равна нулю ⁴. Диаграммы г, а также графики, содержащие куперон, давая малый вклад в (1), и (2), во флуктуации кондактанса $\langle \delta G^2 \rangle$ дают вклад того же порядка, что и a . Однако, они описывают корреляцию локальных (в масштабе l) откликов на больших расстояниях и приводят при $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| < L_T$ к $K^{(1)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_1; \mathbf{r}'; \mathbf{r}'_1) \sim K^{(0)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}'; \mathbf{r}_1; \mathbf{r}'_1)$ ($K = K^{(0)} + K^{(1)}$) в отличие от классических флуктуационных токов, коррелированных на малых расстояниях, что и приводит к их вкладу в $\langle \delta G^2 \rangle$ того же порядка, что и от графиков a .

Экспериментально флуктуации тока можно измерить с помощью обычной четырехзондовой схемы, когда ток пропускается вдоль образца, а флуктуационное напряжение измеряется на точечных контактах. Как и в экспериментах ⁸ необходимо изучать зависимости напряжения между контактами от магнитного поля.

При этом, как предположено в ⁴, изменение магнитного поля эквивалентно смене реализаций случайного потенциала. Характерный масштаб полей, приводящих к эффективной смене реализаций $H \cong \hbar c/eL_T^2$ ².

В инверсионных слоях можно изучать флуктуации токов при изменении напряжения на затворе ⁹. Наконец, в металлических спиновых стеклах флуктуации токов через точечный контакт, возникающие при изменении магнитного поля, связаны с переориентацией спинов ¹⁰.

Все проведенное выше рассмотрение было справедливо для случая, когда электроны взаимодействуют с внешним электрическим полем, но не взаимодействуют между собой. При этом условие непрерывности тока обеспечивается за счет возникновения неоднородных флуктуаций плотности $\delta\rho(\mathbf{r})$. При изменении H возникают флуктуации химического потенциала

$$\langle \delta\mu^2(\mathbf{r}) \rangle \cong \left(eE \frac{\hbar}{p_F} \right)^2 \frac{L_T}{l},$$

которые по порядку величины и определяют флуктуации электрического потенциала в системе взаимодействующих электронов. Отметим, что в силу квантово-механической природы больших флуктуаций тока, они не связаны с локальным производством энтропии и свидетельствуют о несамосредневаемости $\sigma(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Большие флуктуации $E(\mathbf{r})$ ранее были обнаружены при изучении экранирования внешнего поля в диэлектрической фазе легированных полупроводников ¹¹, где отмечалось, что экспоненциальный спад $E(\mathbf{r})$ связан только с усреднением поля по реализациям.

В заключение авторы выражают благодарность Б.Л.Альтшулеру и Б.И.Шкловскому за полезные обсуждения.

Литература

1. Заславский Г.М., Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984.
2. Stone D.A., Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2692.
3. Альтшулер Б.Л. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 530.
4. Lee P.A., Stone A.D. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1622.
5. Альтшулер Б.Л., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 291.
6. Левитов П.С., Назаров Ю.В., Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1985, 88, 229.

7. Зюзин А. Ю., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 185.
8. Webb R.A., Washburn S., Umbach C.F., Laibowits R.B. Phys. Rev., 1984, B30, 4048.
9. Fowler A.B., Harstein A., Webb R.A. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 196.
10. Альтшулер Б.Л., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 363.
11. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. ЖЭТФ, 1984, 87, 1793.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 марта 1986 г.
