

О ПРОВОДИМОСТИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ В ОДНОМЕРНЫХ ПРОВОДНИКАХ СО СЛАБЫМ БЕСПОРЯДКОМ

Л.П.Горьков, О.Н.Дорохов, Ф.В.Пригара

Выведена формула Остина – Мотта для частотной зависимости проводимости одномерных ($1D$) проводников с беспорядком. Показано, когда „парное приближение” справедливо в этих системах. Рассмотрены условия, при которых два состояния, участвующие в паре, являются статистически независимыми.

Вычисление проводимости для локализованных электронов, скажем в полупроводниках, сильно облегчается модельными представлениями ¹. Электрон локализован на отдельных центрах, и его волновая функция экспоненциально спадает вдаль с некоторой атомной постоянной a . Перекрытием пренебрегают при малой концентрации центров. При низких температурах существенны переходы только в пределах пары ближайших центров, так как вероятность найти два близких по энергии уровня (μ, ν) на малых расстояниях вообще мала. Если переходы между состояниями обязаны фононам, то соответствующее время релаксации есть ²:

$$1/\tau_{\mu\nu} = \nu_{ph} \exp(-2z/a). \quad (1)$$

При нуле температур и $\omega \rightarrow 0$ поглощение энергии внешнего поля происходит за счет переходов между двумя квантовыми состояниями, образуемыми при туннельном расщеплении уровней двух „идентичных” ям ³:

$$\hbar\omega = I_0 \exp(-r/a). \quad (2)$$

Отсюда следует известный закон Мотта для бесфононной проводимости $\sigma(\omega) \propto \omega^2 \ln^2 I_0/\omega$ (в $1D$ случае).

Одномерная система с беспорядком, согласно ^{3,4}, имеет только локализованные состояния даже в пределе $k_F l \gg 1$, которому иначе отвечал бы металлический режим проводимости. Исходным приближением здесь служат быстроосциллирующие зонные волновые функции. Плотность состояний $\nu(E_F) = (\hbar\pi v_F)^{-1}$ не мала, а характерная шкала энергии определяется обратным временем $1/\tau$ рассеяния (назад) на дефектах (пробег $l = v_F \tau$).

Цель работы состоит в изучении применимости феноменологических представлений (1) и (2) к этому случаю. В частности, будет получена формула Остина – Мотта для проводимости ².

Спектр уравнения Шредингера в $1D$ системе с беспорядком состоит из локализованных состояний с вероятностью „единица” (см. в ⁵). Показатель роста (по Ляпунову) амплитуды, $R(x)$, волновой функции $\psi(x) = R(x) \sin \phi(x)$ есть самоусредняющаяся величина и равен ⁶:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{1}{z} \ln \frac{R(z)}{R(0)} = \frac{1}{2l}. \quad (3)$$

Следовательно, в (1) $a = 2l$.

Бесфононный вклад в проводимость $\sigma(\omega)$ определяется средним квадратом матричного элемента дипольного момента, $x_{\mu\nu}$, между двумя состояниями (μ, ν) : $\sigma(\omega) \propto \langle \sum_{\mu\nu} \delta(E - \epsilon_\mu) \delta(E + \omega - \epsilon_\nu) x_{\mu\nu}^2 \rangle$. Последний выражается через коррелятор типа плотность-плотность от двух собственных функций:

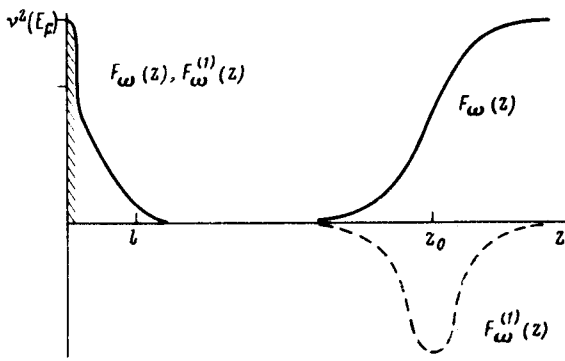
$$F_\omega^1(z) = \langle \sum_{\mu\nu} \delta(E - \epsilon_\mu) \delta(E + \omega - \epsilon_\nu) \psi_\mu(0) \psi_\nu(0) \psi_\mu(z) \psi_\nu(z) \rangle. \quad (4)$$

Нас интересует случай $\omega\tau \ll 1$. Если все локализованные волновые функции независимы, то, согласно (3), $F_\omega^1(z)$ имело бы пик при $z \sim l$ и было бы мало при $z \gg l$. Вычисления, которых мы здесь не приводим, показывают наличие в этом корреляторе еще одного пика:

$$F_\omega^{(1)}(z) = -v^2 (E_F / (l/4\pi z_0))^{1/2} \exp[-(z - z_0)^2 / 4l z_0]. \quad (5)$$

при

$$z_0 = 2l \ln(8/\omega\tau). \quad (6)$$



Свойства $F_{\omega}^{(1)}(z)$ следует обсуждать совместно со свойствами коррелятора плотностей состояний в двух разных точках ⁷:

$$F_{\omega}(z) = \langle \sum_{\mu\nu} \delta(E - \epsilon_{\mu}) \delta(E + \omega - \epsilon_{\nu}) \psi_{\mu}^2(0) \psi_{\nu}^2(z) \rangle. \quad (7)$$

Поведение корреляторов $F_{\omega}(z)$ и $F_{\omega}^{(1)}(z)$ изображено (при $\omega \tau \ll 1$) на рисунке, соответственно, сплошной и пунктирной линиями. При $z \rightarrow \infty$ $F_{\omega}(z) = v^2(E_F)$, что отвечает статистической независимости состояний на больших расстояниях. При $z < z_0$ появляется „провал”, демонстрирующий „отталкивание” уровней. Однако „отталкивания” нет на малых расстояниях, при $z \sim l$, где обе функции совпадают (область, заштрихованная на рисунке, относится к самым близким расстояниям $z \sim k_{\frac{1}{F}}$). Рисунок указывает на наличие сильной корреляции двух близких уровней при $z \ll z_0$.

В ⁸ было доказано, что для очень длинной ($L \rightarrow \infty$) цепочки „все” энергетические уровни статистически независимы. Мы вычислили вероятность $W_N(L, \omega)$ появления N уровней в энергетическом интервале ω для цепочки конечной длины L ($L < [\omega \nu(E_F)]^{-1}$):

$$W_N(L, \omega) = (N!)^{-1} [\omega \nu(E_F) (L - N z_0)]^N. \quad (8)$$

Это выражение содержит так называемый „исключительный объем”, вновь указывающий, что уровни не подходят друг к другу ближе, чем на z_0 . На этих расстояниях два уровня перестают быть независимыми и образуют коррелированную пару, которая есть аналог двух когерентных состояний, возникающих за счет туннелирования в задаче двух идентичных потенциальных ям ^{3, 9}. (Тройные корреляции в (8) уже отсутствуют). Совпадение обоих корреляторов при $z \sim l$ указывает на возможность предельного перехода $\epsilon_{\mu} - \epsilon_{\nu} \rightarrow 0$, т.е. близки фазы этих состояний. Анализ поведения разности фаз от $z \sim l$ до $z \sim z_0$ показывает, что если при данной реализации беспорядка две волновые функции коррелированы, то это отвечает тем редким случаям, когда набег фазы на расстоянии z_0 равен π . Большая величина z_0 (6) позволяет интерпретировать вид и ширину распределения $F_{\omega}^{(1)}(z)$ в терминах гауссовских флуктуаций концентрации дефектов. Эти результаты устанавливают пределы применимости модельных представлений о локализованных и независимых состояниях.

Частотная зависимость проводимости при $T \neq 0$ обусловлена дебаевскими потерями ^{1, 10}, т.е. релаксацией ($1/\tau_{\mu\nu}$) заселенностей двух соседних (близких по энергии и расстоянию) уровней благодаря фононам. Вклад в диссипацию от отдельной пары (μ, ν) , как известно ^{10, 11}, пропорционален фактору:

$$\frac{\omega^2}{\tau_{\mu\nu}} \left[\omega^2 + \frac{1}{\tau_{\mu\nu}^2} \right]^{-1} \quad (9)$$

откуда следует, что существенны пары с $1/\tau_{\mu\nu} \sim \omega$. Если одномерные нити составляют кристалл, переходы между состояниями при низких температурах определяются трехмерными

акустическими фононами. Оценка матричных элементов переходов, сделанная как в ¹², дает:

$$\frac{1}{\tau_{\mu\nu}} = \frac{\alpha g_{ph}^2}{n_{\perp} l^2} T (\tau T)^2 \frac{v_F}{s} \frac{\Delta \epsilon}{T} \operatorname{cth} \frac{\Delta \epsilon}{T} \exp\left(-\frac{z-z_0}{l}\right), \quad (10)$$

где $\Delta \epsilon = \epsilon_{\mu} - \epsilon_{\nu}$, s — скорость звука, n_{\perp} — плотность нитей, g_{ph}^2 — безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия, α — численный коэффициент. Выражение (10) учитывает явно, что $z > z_0$ из (6). Отсюда, усредняя (9), получим формулу Остина — Мотта:

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi^3}{4} e^2 v^2 (E_F) n_{\perp} l^3 \omega T \ln^2 \left(\frac{T}{\hbar \omega} \frac{v_F}{s n_{\perp} l^2} \right). \quad (11)$$

При больших частотах имеет место режим плато, для которого в ^{12, 13} найдено микроскопическое выражение:

$$\sigma = g_{ph}^2 \frac{\pi^2}{45} \frac{e^2}{\hbar v_F} \frac{1}{\tau} \left(\frac{v_F}{s} \right) \left[\frac{2 T \tau}{\hbar} \ln \left(\frac{2 T \tau}{\hbar} \right) \right]^4. \quad (12)$$

В (10) и (11) $z - z_0$ определяется условием: $\omega \sim 1/\tau_{\mu\nu}$. Видно, что (11) действительно сшивается с (12) (т.е. $z \approx z_0$) при частотах:

$$\omega \sim \frac{\alpha g_{ph}^2}{n_{\perp} l^2} \frac{T}{\hbar} \left(\frac{T \tau}{\hbar} \right)^2 \frac{v_F}{s}.$$

В заключение, заметим, что в $1D$ проводниках дальнедействующее кулоновское взаимодействие экранировано: на расстояниях, меньших l , экранировка обязана смещению зарядов на соседних нитях, на больших расстояниях кулоновский член просто мал из-за аномально большой диэлектрической постоянной (эффект локализации ⁴). Предложенные в ^{14, 15} кулоновские эффекты, в отличие от полупроводников, поэтому малы. Короткодействующие (экранированные) взаимодействия, хотя изменяют коэффициент в (11), в остальном не вносят новых частотных или температурных зависимостей в проводимость.

Литература

1. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах, М.: Мир, 1974.
2. Austin I.G., Mott N.F. Adv. Phys., 1969, 18, 41.
3. Mott N.F., Twose W.D. Adv. Phys., 1961, 10, 107.
4. Березинский В.Л. ЖЭТФ, 1973, 65, 1251.
5. Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем, М.: Наука, 1982.
6. Borland R. Proc. Roy. Soc., 1963, A274, 809.
7. Горьков Л.П., Дорохов О.Н., Пригара Ф.В. ЖЭТФ, 1983, 84, 1440.
8. Molčanov S.A. Comm. Math. Phys., 1981, 78, 429.
9. Лифшиц И.М. УФН, 1964, 83, 617.
10. Pollak M., Geballe T.H. Phys. Rev., 1961, 122, 1742.
11. Böttger H., Bryksin V.V. Phys. Stat. Solidi (b), 1976, 78, 9, 415.
12. Berezinskii V.L., Gor'kov L.P., Dorokhov O.N. Solid State Comm., 1981, 37, 61.
13. Дорохов О.Н., Матвеев С.И., Пригара Ф.В. ФНТ, 1981, 7, 738.
14. Efros A.L. Phil. Mag., 1981, B43, 829.
15. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. ЖЭТФ, 1981, 81, 406.

Институт теоретической физики

им. Л.Д.Ландау

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

2 марта 1983 г.