Письма в ЖЭТФ, том 38, вып. 3, стр. 91 – 94 *10 августа 1983 г.*

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НА НИЗКИХ ЧАСТОТАХ В НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЦЕПОЧКЕ

О.Н.Дорохов

Для низких температур $T \ll 1/\tau$ (τ – время свободного пробега) найдена низкочастотная область $0 < \omega < \omega_1(T)$, в которой одномерная ($1D$) проводимость описывается законом $\sigma(\omega) \propto \omega^{s(\omega, T)}$. Индекс $s(\omega, T)$ изменяется от нуля при $\omega \to 0$ до единицы при $\omega \to \omega_1(T)$. Для более высоких частот $\omega > \omega_1(T)$ имеет место $1D$ зависимость Остина – Мотта $\sigma(\omega) \propto \omega T \ln^2(T/\omega)$.

В $1D$ неупорядоченном проводнике все электронные состояния локализованы [1, 2]. Мы рассматриваем случай слабой локализации, когда уровень Ферми $\epsilon_F \gg 1/\tau$, что отвечает обсуждаемой ниже экспериментальной ситуации. Предполагается, что $1D$ характер движения электронов обусловлен упакованными в трехмерный кристалл металлическими цепочками с дефектами. Поскольку в таких системах диэлектрическая проницаемость очень велика (порядка нескольких сотен), дальнодействующим кулоновским отталкиванием следует пренебречь. Для низких температур $0 < T \ll 1/\tau$ проводимость на постоянном токе инициируется фононами. Обычно принимается [3 – 5], что вероятность (в 1 с) прыжка из одного локализованного состояния ϵ_ν в другое ϵ_μ при условии $\delta_{\nu\mu} = \{|\epsilon_\nu - \epsilon_F| + |\epsilon_\mu - \epsilon_F| + |\epsilon_\nu - \epsilon_\mu|\}/2T \gg 1$ равна

$$1/\tau_{\nu\mu} = \nu_{ph} e^{-\xi_{\nu\mu}} ; \qquad \xi_{\nu\mu} = \zeta_{\nu\mu} + \delta_{\nu\mu} , \tag{1}$$

где ν_{ph} – некоторая фононная частота, $\zeta_{\nu\mu} = z_{\nu\mu}/l$ – расстояние между состояниями, отнесенное к длине локализации, которая в 1D случае совпадает (см. [6-8]) с длиной побега $l = v_F\tau$. В (1) учитывается только экспоненциальная зависимость от $\zeta_{\nu\mu}$ и $\delta_{\nu\mu}$. Электрическое сопротивление между ближайшими состояниями ν, μ пропорционально $\tau_{\nu\mu}$ и равно $R_{\nu\mu} = R_0 e^{\xi_{\nu\mu}}$. Оптимизация длины прыжка в (1) приводит в d-мерном случае к закону Мотта [9, 4, 5] для проводимости

$$\sigma(\omega = 0) = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/(d+1)}]. \tag{2}$$

Однако, для бесконечной цепочки ($d = 1$) такая оптимизация не применима [10-12], так как основной вклад в сопротивление дают редкие, но труднопроходимые участки.

Нашей целью является найти, с экспоненциальной точностью, по температуре, 1D низкочастотную проводимость неупорядоченной металлической цепочки. При $\omega \to 0$ проводимость должна переходить в зависимость типа (2) с учетом [10-12], а при более высоких частотах сшиваться с формулой Остина – Мотта [13, 4, 7, 8]

$$\sigma(\omega) \propto \omega T[\ln(\nu_{ph}/\omega)]^{1+d}, \tag{3}$$

которая отвечает дебаевским потерям за счет прыжков в пределах пары уровней (парное приближение). Отметим, что до сих пор одномерная прыжковая проводимость рассматривалась в литературе (см. обзор [14]) только для слабо или сильно компенсированного полупроводника, когда в (1) $\xi_{\nu\mu} = \zeta_{\nu\mu} + \epsilon_3/T$ (R – протекание). Поэтому, наши результаты имеют качественно иной характер.

В [6-8] показано, что состояния ν, μ являются статистически независимыми и распределены по Пуассону, если $\zeta_{\nu\mu} > 2\ln(8/\tau|\epsilon_\nu - \epsilon_\mu|)$. В этих условиях можно, следуя [10], вывести распределение вероятностей для величин $\xi_{\nu\mu}$, отвечающих соседним состояниям вблизи уровня Ферми

$$W(\xi) = \frac{2\xi}{\xi_0^2} \exp\left(-\frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right), \tag{4}$$

где $\xi_0^2 = [\nu(E_F)Tl]^{-1} = \pi/(T\tau) \gg 1$ – это площадь на одно состояние в пространстве безразмерных переменных ζ, δ. Отметим, что в [12] по не ясным физическим причинам в экспоненту (4) ошибочно вводился численный фактор $\Phi \sim 10$.

На постоянном токе электрон последовательно преодолевает все наименьшие сопротивления $R_{\nu\mu}$, составляющие бесконечный кластер. При $\omega \neq 0$ электрон двигается в одном направлении конечное время π/ω (полпериода), а затем поворачивает обратно. Следовательно, в цепочке есть "непроходимые" при данной частоте сопротивления, у которых $\tau_{\nu\mu} > \pi/\omega$, т. е. $\xi_{\nu\mu} > \xi(\omega)$, где

$$\xi(\omega) = \ln(\nu_{ph}/\omega). \tag{5}$$

Эти "непроходимые" сопротивления разрезают цепочку на доступные для движения электрона кластеры. Когда $\xi(\omega)$ меньше среднего расстояния между уровнями ξ_0, справедливо парное приближение. Мы рассматриваем более низкочастотную область

$$\omega < \omega_1(T) = \nu_{ph} \exp\left[-\left(\frac{\pi}{T\tau}\right)^{1/2}\right], \tag{6}$$

в которой $\xi(\omega) > \xi_0$, и кластеры содержат много состояний. Определим среднюю длину кластера

$$L(\omega) = l\xi_0 \Big/ \int_{\xi(\omega)}^{\infty} d\xi\, W(\xi) = l\xi_0 \exp\left(\frac{\xi^2(\omega)}{\xi_0^2}\right) \propto \omega^{-\left(\frac{T\tau}{\pi}\ln\frac{\nu_{ph}}{\omega}\right)} \tag{7}$$

и среднее "проходимое" сопротивление

$$< R >_\omega = \int_0^{\xi(\omega)} d\xi\, W(\xi) R_0 \exp(\xi) \Big/ \int_0^{\xi(\omega)} d\xi\, W(\xi). \qquad (8)$$

Для бесконечной цепочки проводимость определяется из (8). С экспоненциальной точностью имеем

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \Big/ \int_0^{\xi(\omega)} d\xi \exp(\xi - \xi^2/\xi_0^2). \qquad (9)$$

В (9) возможны два характерных режима. Когда $\xi(\omega) < \xi_0^2/2$, т. е.

$$\omega > \omega_0(T) = \nu_{ph} \exp\left(-\frac{\pi}{2T\tau}\right), \qquad (10)$$

интеграл в (9) набирается вблизи верхнего предела, что приводит к

$$\sigma(\omega) = (\omega/\nu_{ph})\sigma_0 \exp\left(\frac{\xi^2(\omega)}{\xi_0^2}\right) \propto \omega^{\left(1 - \frac{T\tau}{\pi} \ln \frac{\nu_{ph}}{\omega}\right)}. \qquad (9')$$

В области $\xi(\omega) < \xi_0$, где справедливо парное приближение, в (9′) следует пренебречь экспонентой. Таким образом, происходит сшивка с линейной зависимостью от частоты (3). (Напомним, что σ_0 в (9) – это некая неэкспоненциальная функция температуры). С другой стороны, при $\omega < \omega_0(T)$ ($\xi(\omega) > \xi_0^2/2$) проводимость (9) перестает зависеть от частоты и выходит на активационный закон [10, 11]

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\pi}{4\tau T}\right). \qquad (9'')$$

Рассмотрим, вкратце, проводимость для цепочки конечной длины L. При понижении частоты до значения

$$\omega(L) = \nu_{ph} \exp\left\{-\left[\frac{\pi}{T\tau} \ln\left(\frac{L}{l\xi_0}\right)\right]^{1/2}\right\} \qquad (11)$$

средняя длина кластера $L(\omega)$ сравнивается с L. Следовательно, при $\omega > \omega(L)$ имеют место результаты (9), (9′), (9″), а при $\omega < \omega(L)$ проводимость среднестатистической цепочки постоянна и равна $\sigma(\omega(L))$. Для очень длинных цепочек с $\omega(L) < \omega_0(T)$ это ограничение несущественно, так как уже на частотах $\omega \sim \omega_0(T)$ происходит выход на активационный закон (9″). Но при условии $\omega(L) > \omega_0(T)$ возникает иная зависимость

$$\sigma(\omega < \omega(L)) = \left(\frac{L}{l\xi_0}\right)\sigma_0 \exp\left\{-\left[\frac{\pi}{T\tau} \ln\left(\frac{L}{l\xi_0}\right)\right]^{1/2}\right\}, \qquad (12)$$

которая имеет форму закона Мотта (2). Отметим, что (12) дает проводимость среднестатистической цепочки. Если рассмотреть, следуя [10], большой набор параллельных невзаимодействующих цепочек конечной длины, то проводимость будет определяться цепочками с сопротивлениями меньшими, чем у среднестатистической цепочки. Это приводит (см. [10]) к дополнительному малосущественному фактору $1/\xi_0$ под знаком логарифма в (12).

В заключение, обсудим применимость $1D$ приближения. Пусть $1/\tau_\perp$ – это вероятность (в 1 с) прыжка на соседнюю нить. Условие, что электрон чаще прыгает вдоль цепочки, чем поперек, имеет вид $1/\tau_\perp \ll \omega_1(T)$. Полученные частотные зависимости (9) справедливы пока $\omega > 1/\tau_\perp$. Проводимость на постоянном токе имеет вид (10) или (12), если $\omega_0(T)$ или $\omega(L)$ превышает $1/\tau_\perp$. Для самых низких температур, когда $1/\tau_\perp > \omega_0(T)$, $\omega(L)$

проводимость должна приобретать трехмерный характер (2) с $d = 3$. Однако, эксперимент на многих квазиодномерных соединениях (см. [12, 15]) доказывает наличие довольно широкой области от $T \sim 100$К до $T \sim 15$К, в которой при $\omega = 0$ имеет место закон Мотта (2) с $d = 1$ и $T_0 \sim 0{,}5 \div 1 \cdot 10^4$ К. Это подтверждает возможность пренебречь $1/\tau_\perp$ в указанной области температур. Учитывая, что в этих соединениях $1/\tau \sim 200$К, $l \sim 10^{-6}$ см (см. [16]), получаем разумную оценку $\sim 9 \div 15$ для логарифма в (12). Таким образом, можно оценить, разумеется очень грубо, вероятность поперечного прыжка $1/\tau_\perp \sim \nu_{ph} \exp(-20)$.

Автор благодарен А.И.Ларкину, Д.Е. Хмельницкому, Б.И.Шкловскому за полезные обсуждения.

Литература

1. *Mott N.F., Twose W.D.* Adv. Phys., 1961, **10,** 107.
2. *Березинский В.Л.* ЖЭТФ, 1973, **65,** 1251.
3. *Miller A., Abrahams S.* Phys. Rev., 1960, **120,** 745.
4. *Мотт Н., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах, М.: Мир, 1982.
5. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* Электронные свойства легированных полупроводников, М.: Наука, 1979.
6. *Горьков Л.П., Дорохов О.Н., Пригара Ф.В.* ЖЭТФ, 1983, **84,** 1440.
7. *Горьков Л.П., Дорохов О.Н., Пригара Ф.В.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **37,** 377.
8. *Горьков Л.П., Дорохов О.Н., Пригара Ф.В.* ЖЭТФ, 1983, **84,** 10.
9. *Mott N.F.* Phyl. Mag., 1969, **19,** 835.
10. *Brenig W., Döhler G.H., Heyszenau H.* Phyl. Mag. 1973, **27,** 1023.
11. *Kurkijärvi J.* Phys. Rev., 1973, **B8,** 922.
12. *Shante V.K.S., Varma C.M., Bloch A.N.* Phys. Rev., 1973, **B8,** 4885.
13. *Austin I.G., Mott N.F.* Adv. Phys., 1969, **18,** 41.
14. *Böttger H., Bryksin V.V.* Phys. Stat. Sol., 1982, **b113,** 9.
15. *Bloch A.H., Weisman R.B., Varma C.M.* Phys. Rev. Lett., 1972, **28,** 753.
16. *Дорохов О.Н., Матвеенко С.И., Пригара Ф.В.* ФНТ, 1981, **7,** 738.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 июня 1983 г.