Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 2, стр. 118 – 121 *20 января 1980 г.*

ПИК ПРОВОДИМОСТИ В ОКРЕСТНОСТИ ПАЙЕРЛСОВСКОГО ПЕРЕХОДА

К.Б.Ефетов

Показано, что температурная зависимость перпендикулярной проводимости имеет максимум вблизи пайерлсовского перехода. Если нити имеют разрывы, соответствующий максимум может появиться и в параллельной проводимости.

К одному из наиболее известных явлений в физике квазиодномерных соединений можно отнести рост проводимости выше пайерлсовского перехода в солях TTF – TCNQ [1]. Существует мнение, что этот рост связан с коллективными возбуждениями. Ниже рассматривается модель, в которой коллективные возбуждения приводят к такому росту. В реальных квазиодномерных системах может оказаться чрезвычайно важным изучение внутренней поперечной проводимости. Дело в том, что проводящие нити могут быть разорваны в каких-то местах. Тогда, эффективная продольная проводимость возможна только в том случае, если электроны могут перетекать с нити на нить.

Рассмотрим систему проводящих нитей с разрывами. Пусть среднее расстояние между разрывами равно l. Предполагаем, что это расстояние много больше всех микроскопических размеров системы и, в частности, много больше амплитуды перескоков T_{ij} электронов с нити на нить. Тогда обтекание разрывов на нитях можно описывать классическими уравнениями. Считая, что проводимость разрыва мала, а собственная параллельная проводимость на участке между разрывами $\sigma_{\parallel}$ много больше поперечной проводимости $\sigma_{\perp}$, получаем с помощью элементарного рассмотрения следующее выражение для эффективной параллельной проводимости

$$\sigma_{\text{эфф}} \sim l^2/d^2\, \sigma_{\perp}, \qquad (1)$$

где d – расстояние между нитями.

Формула [1] показывает, что измеряемая на эксперименте продольная проводимость $\sigma_{\text{эфф}}$ может существенно зависить от собственной поперечной проводимости. Аналогичная формула написана в [2] для примесей с гауссовым распределением.

Вычислим $\sigma_{\perp}$ в следующей модели. Пусть притяжение электронов на одной нити сильнее взаимодействия разных нитей. Тогда, при некоторой температуре T_{co} начинает формироваться щель. Предполагаем, что условие адиабатичности не выполняется, так что система проявляет тенденцию как к пайерлсовскому, так и к сверхпроводящему переходу. Низколежащие возбуждения в системе описываются фазовым гамильтонианом [3, 4]. С учетом взаимодействия разных цепочек этот гамильтониан записывается в виде

$$\hat{H} = \frac{1}{2}\sum_i \int \left[\hat{\rho}_i^2 K^{-1} + Kv^2\left(\frac{\partial\hat{\phi}_i}{\partial x}\right)^2 - \sum_j{}' \left(J_1 \cos\left(2\hat{\phi}_i(x) - 2\hat{\phi}_j(x)\right)\right) + \right.$$

$$+ J_2 \cos \pi \int_{x_0}^{x} (\hat{\rho}_i(x') - \hat{\rho}_j(x'))\, dx' \Big] . \qquad (2)$$

В выражении (2) $\hat{\rho}_i$ и $\hat{\phi}_i$ – операторы плотности и фазы на i-й нити соответственно. Коммутатор этих переменных равен

$$[\hat{\rho}_i(x), \hat{\phi}_j(x')] = i\delta_{ij}\delta(x - x') .$$

Величина K обозначает сжимаемость, v – скорость звука. Третий и четвертый члены описывают соответственно взаимодействие сверхпроводящих и диэлектрических флуктуаций разных нитей. Суммирование производится по ближайшим соседям. В зависимости от соотношения между константами J_1 и J_2 возможен трехмерный переход как в диэлектрическое, так и в сверхпроводящее состояние. Рассматривая взаимодействие между цепочками в приближении самосогласованного поля, получаем уравнения для температур сверхпроводящего T_{c1} и диэлектрического T_{c2} переходов [4]:

$$1 = \frac{zJ_1}{2} \int_0^{1/T_{c1}} \int_{-\infty}^{\infty} G_0(x, \tau)\, d\tau\, dx,$$
$$1 = \frac{zJ_2}{2} \int_0^{1/T_{c2}} \int_{-\infty}^{\infty} \Pi_0(x, \tau)\, d\tau\, dx, \qquad (3)$$

где z – число ближайших соседей

$$G_0(x, \tau) = \langle \exp(2i\phi(x, \tau) - 2i\phi(0, 0)) \rangle_0 ,$$
$$\Pi_0(x, \tau) = \exp\Big[i\pi\Big(\int_{x_0}^{x} \rho(x', \tau)\, dx' - \int_{x_0}^{0} \rho(x', 0)\, dx'\Big)\Big]. \qquad (3a)$$

Усреднение в (3а) производится по состояниям свободного гамильтониана без учета взаимодействия цепочек. В явном виде коррелятор $G_0(x,\tau)$ равен [3, 4]

$$G_0(x, \tau) = (T/T_{c0})^{a} [\operatorname{sh} \pi T(x/v + i\tau) \operatorname{sh} \pi T(x/v - i\tau)]^{-a/2}, \qquad (4)$$

где $a = 2(\pi K v)^{-1}$.

Коррелятор $\Pi(x, \tau)$ отличается от коррелятора $G(x, \tau)$ заменой a на a^{-1}.

Далее будем считать, что $T_{c2} > T_{c1}$, так что при T_{c2} происходит трехмерный диэлектрический переход. Приложенное внешнее поле, перпендикулярное нитям, может быть учтено заменой $\phi_i - \phi_j \to \phi_i - \phi_j - eAd$. Коллективная часть тока записывается в виде

$$j = 2eJ_1 \langle \sin(2\phi_i - 2\phi_{i+1} - 2eAd) \rangle, \qquad (5)$$

Ток в [5] является усредненным током Джозефсона. Кроме этого тока существует при конечных температурах одночастичный ток. Ниже этот ток рассматриваться не будет, так как трехмерный переход на него влияет слабо. Считая внешнее поле A слабым, получаем обычным образом выражение для функции отклика $Q(\omega)$

$$Q(\omega_n) = 4e^2 J_1^2 \int_0^{1/T} \int_{-\infty}^{\infty} G^2(x, \tau)(e^{i\omega_n \tau} - 1)\,dx\,d\tau. \tag{6}$$

После вычислений в (6) необходимо сделать аналитическое продолжение с матсубаровских частот $i\omega_n \to \omega + i\delta$. Функция $G(x, \tau)$ отличается от функции $G_0(x, \tau)$ тем, что усреднение необходимо производить по полному гамильтониану (2). Однако, в области высоких температур $T \gg T_{c2}$ взаимодействие цепочек в (2) становится несущественным. В этом случае функция G совпадает с G_0. Вычисление в (6) с использованием (4) и последующее аналитическое продолжение удобно производить, деформировав контур $(0, 1/T)$ в сумму контуров $(i\infty, 1/T + i\infty)$ $(0, i\infty)$ и $(i\infty + 1/T, 1/T)$. После вычислений получаем

$$Q(\omega) = \frac{e^2 v J_1^2}{\pi^2 T^2}\left(\frac{T}{T_{c0}}\right)^{2a} \sin^{-1}\pi a\,\Gamma^{-2}(a)\left[\sin^2\pi\left(\frac{a}{2} + \frac{i\omega}{4T\pi}\right)\left|\Gamma\left(\frac{a}{2} + \frac{i\omega}{4\pi T}\right)\right|^4 - \right.$$
$$\left. - \sin^2\frac{\pi a}{2}\Gamma^4\left(\frac{a}{2}\right)\right]. \tag{7}$$

На малых частотах $Q(\omega)$ линейно зависит от частоты. Перпендикулярная проводимость $\sigma_\perp(0)$ равна

$$\sigma_\perp(0) = \frac{e^2 v J_1^2}{4\pi^2 T^3}\left(\frac{2T}{T_{c0}}\right)^{2a} \Gamma^4\left(\frac{a}{2}\right)\Gamma^{-2}(a). \tag{8}$$

Формула (8) показывает, что проводимость $\sigma_\perp$ степенным образом зависит от температуры в области высоких температур. Индекс a зависит от взаимодействия на одной нити. При слабом взаимодействии этот индекс близок к единице.

При температурах $T \lesssim T_{c2}$ в гамильтониане (2) существенным становится последний член. В этой области формулы (8), (9) неприменимы. При $J_1 \ll J_2$ можно по прежнему пренебрегать третьим членом в (2). При $T = 0$ функция G, входящая в (6), зависит только от $r^2 = (x/v)^2 + \tau^2$. Переходя к полярным координатам r, θ и интегрируя по углу θ получаем

$$Q(\omega_n) = 8\pi e^2 J_1^2\, v \int_0^{\infty} G^2(r)(J_0(\omega_n r) - 1)\, r\,dr. \tag{9}$$

Если $G(r)$ достаточно быстро убывает, то $Q(\omega)$ аналитична при малых $|\omega|$. Разложение этой функции начинается с ω^2.

Раскладывая второй косинус в (2) и используя приближение самосогласованного поля, аналогичное примененному в [5], получаем асимпто-

тику функции $G(r)$ на больших расстояниях $r \gg \kappa$

$$G(r) \sim (\kappa / T_{c.o})^{2a} \exp(-\kappa r), \qquad (10)$$

где $\kappa = CT_{c2}$, C — число порядка единицы.

Подставляя (10) в (9), убеждаемся, что разложение по малым ω начинается с ω^2, и проводимость равна нулю. По-видимому, этот результат справедлив и при $J_1 \sim J_2$.

Выше предполагалось, что сопротивление разрывов велико. Однако, реально протекание через разрывы может быть существенным. При этом картина туннелирования через разрыв качественно похожа на рассмотренное туннелирование с нити на нить. Соответствующие формулы также могут быть получены с помощью усреднения с гамильтонианом (2). Учет вклада тока через разрывы приведет к более сложному выражению для эффективной проводимости, чем формула (1). В этом случае отношение $\sigma_{эфф}/\sigma_\perp$ уже не является константой. Дефекты и соизмеримость приводят к появлению в (2) косинусов, содержащих интегралы от плотности. Влияние таких слагаемых на проводимость аналогично влиянию последнего члена в (2) и приводит к ее уменьшению. Это качественно согласуется с результатами [6, 7]. *Экспериментально наблюдаемый рост проводимости приближенно описывается законом* $\sigma \sim T^{-1}$ [8], *что соответствует случаю* $a \approx 1$. *Численные оценки с помощью* (3), (8) *при* $J_1 \sim J_2$ и при $T \sim T_{c2}$ и $a \approx 1$ дают значение $\sigma_\perp \sim$ ~ 1 Ом$^{-1}$ · см$^{-2}$. Это значение по порядку величины согласуется с измерениями [6]. В заключение автор благодарит С.А.Бразовского, Л.Н.Булаевского, А.И.Ларкина и А.Лютера за обсуждение результатов работы.

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

Поступила в редакцию
28 ноября 1979 г.

Литература

[1] A.J.Heeger, A.F.Garito. Low-Dimensional Cooperativ Phenomena, edited by H.J.Keller (Plenum, New-York, 1975).

[2] A.A.Abrikosov, I.A.Ryzhkin. Advances in Physics, 27, 147, 1978.

[3] A.Luther, V.J.Emery. Phys. Rev. Lett., 33, 589, 1974.

[4] К.Б.Ефетов, А.И. Ларкин. ЖЭТФ, 69, 764, 1975.

[5] Y.Suzumura. Progress of Theoret. Physics, 61, 1, 1979.

[6] Marshall J.Cohen, L.B.Coleman, A.F.Garito, A.J.Heeger. Phys. Rev., B13, 5111, 1976.

[7] A.Andrieux, H.J.Schulz, D.Jerome, K.Bechgaard. J. de Physique Lett., 40, 385, 1979.

[8] D.Jerome. J. de Physique Lett., 38, 489, 1977.