

О ФЛУКТУАЦИОННОЙ ДОБАВКЕ К ПРОВОДИМОСТИ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМАХ ВБЛИЗИ СТРУКТУРНОГО ПЕРЕХОДА

Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский;

Показано, что вклад в проводимость, связанный с флуктуациями вблизи структурного перехода, определяется кинетикой электронных взаимодействий. Полученное выражение отличается от предыдущих результатов. "Трехмерность" фононов уничтожает флуктуационный рост в проводимости.

В кристаллах $TTF-TCNQ$ [1] вблизи $T_s \approx 60^\circ\text{K}$ был обнаружен заметный максимум проводимости. В [2] подтверждалось, что в ряде случаев этот максимум имеет характер резкого пика. Согласно объяснению эффекта, данному в [3] в точке максимума проводимости происходит структурный переход. В окрестности перехода флуктуационная щель в энергетическом спектре одномерных электронов подстраивается при наличии тока к их движению так, чтобы затруднить диссипативные процессы.

В [4, 5] сделаны попытки получить механизм [3] из микроскопической теории. Результаты [4, 5] не совпадают. Поскольку вычисления [4] не опубликованы¹⁾, ниже приведены результаты наших расчетов. Результаты не совпадают с [4, 5], хотя в предельном случае одномерных фононов приводят к той же температурной зависимости добавки к проводимости $\Delta\sigma \propto (T - T_s)^{-1/2}$, полученной в [3 - 5]. Более существенным представляется то обстоятельство, что с учетом "трехмерности" фононов структурный переход приводит лишь к особенности в производной от проводимости.

В одномерном металле структурный и куперовский переходы в главном приближении не разделяются [6, 7]. В то же время в одномерном случае фазовый переход невозможен. Предпринятый в [7] анализ роли эффектов трехмерной структуры показал, что в случае, если взаимодействие электронов на разных нитях (без их перескока с нити на нить) достаточно велико, то осуществляется структурный переход. Если преобладает перескок электронов, то в этом случае одномерные особенности переходят в куперовское спаривание. В первом случае мы имеем дело также со смягчением соответствующей фононной моды. Флуктуационная область температур отвечает:

$$(T - T_s) / T_s > g^2, \quad (1)$$

¹⁾ Приводится только качественное утверждение, что флуктуации существенны лишь при числе электронов на период, не равном единице.

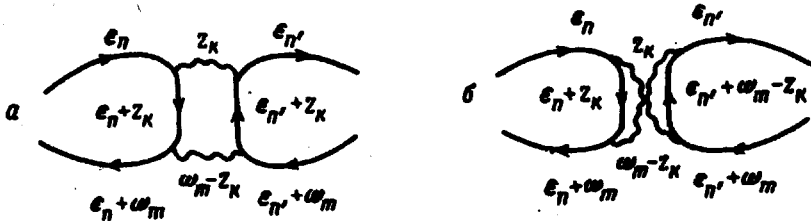
где g^2 — некоторая эффективная константа электрон-электронного взаимодействия. Ниже для простоты рассматривается модель структурного перехода, происходящего при температуре T_s , выше дебаевской. В этом случае в области применимости приближения самосогласованного поля (1) D -функция фононов имеет вид

$$D^R(\omega, k) = \frac{\omega_0^2(k)}{\omega^4 - \omega_0^2 g_{ph}^2 [f - i\beta\omega]}, \quad (2)$$

где

$$f = \frac{T - T_s}{T_s} + \frac{7\zeta(3)}{16\pi^2 T_s^2} (v_F k_{||})^2 + B g_{ph}^{-2} S^{-1} k_{\perp}^2; \quad \beta = \pi/8 T_s,$$

и g_{ph}^2 — квадрат электрон-фононного взаимодействия, S — площадь поперечного сечения обратной ячейки, $B \sim 1$ — постоянная, характеризующая дисперсию фононной частоты. Электронный спектр в отсутствие перескоков остается плоским ($v_F \equiv v_{zF}$). Флуктуационные добавки



к проводимости за счет мягкой моды в (2) обязаны диаграммам рисунка (см. [4, 5]), где волнистой линии отвечает D -функция фононов с передачей $k_{||} = \pm 2p_F$. Для аналитического продолжения по ω_m следует представить все суммы по частотам в матричном элементе этих диаграмм через контурные интегралы. Начиная, как и в [5], с суммы по фононным частотам, легко проверить, что основной вклад в матричный элемент для тока, связанный с малыми k и z в (2), пропорционален

$$T^2 \sum_{n, n'} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{4\pi i} \operatorname{cth} \frac{z}{2T} D_{i\omega_m}^R - z (D_z^R - D_z^A) \times \\ \times \{ p_z G_{i\epsilon_n} G_{i\epsilon_n + i\omega_m} [G_{z + i\epsilon_n} + G_{i\epsilon_n + i\omega_m - z}] \} \{ [G_{i\epsilon_n + z} + G_{i\epsilon_n + i\omega_m - z}] \times \\ \times G_{i\epsilon_n} G_{i\epsilon_n + i\omega_m} P_z' \}. \quad (3)$$

Опущены члены, где D -функция содержит электронные частоты, имеющие порядок либо T , либо $1/r$. Здесь $1/r$ — частота столкновения электронов с фононами). Дальнейшие вычисления сводятся к определению вершин в (3), состоящих из произведений трех электронных функций Грина. Поскольку D -функция (2) имеет особенность при передаче продольного импульса $\pm 2p_F$, то две части диаграмм на рисунке не являются независимыми. Если, скажем, в левой электронной петле диаграммы (а) интегрирование по импульсу электронов происходит вблизи $+p_F$, то и в ее правой петле дает вклад точка $+p_F$. В диаграмме (б) вносят вклад противоположные концы поверхности Ферми. Особым является случай, если $4p_F = 2\pi/a$, где a — период вдоль оси нити. При этом возникают новые возможности, связанные с процессами переброса. Нетрудно убедиться, что в этом случае матричный элемент должен быть умножен на фактор $[1 - g_{ph}^* / g_{ph}]^2$, где g_{ph}^* отвечает взаимодействию электрона с фононом с процессом переброса. Вообще говоря, нет причин считать этот фактор равным нулю, как делалось в [4].

Для аналитического продолжения (3) надо вычислить соответствующие суммы по электронным частотам. Переходя к интегралам

$$(T \sum_n \dots \rightarrow \frac{1}{4\pi i} \int \text{th}(z/2T) dz \dots),$$

обратим внимание на члены вида

$$\frac{\omega}{2T} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{ch}^{-2} \frac{\epsilon}{2T} G_{\epsilon}^R G_{\epsilon+\omega}^A G_{z+\epsilon}^R d\epsilon,$$

которые имеют кинетическую природу и поэтому существенно зависят от соотношения между ω и $1/r$. Эти члены были пропущены в [5], поскольку произведение электронных петель (обозначенное в [5] через A^2) разлагалось по *матсубаровским* частотам (видимо, та же процедура делалась в [4]). На самом деле выражение [5] для $A^2(z) \sim z^2 + 2\omega z$ заменяется при $\omega r \ll 1$ на

$$z^2 + \frac{2\pi^2}{7\zeta(3)} (r T_s) \omega z.$$

Окончательно, имеем

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{v_F 7\zeta(3)}{\pi T_s S(2\pi)^3} \int d^3k \left\{ \frac{T - T_s}{T_s} + \frac{7\zeta(3)(v_F k_{\parallel})^2}{16\pi^2 T_s^2} + B \frac{k_{\perp}^2}{g_{ph}^2 S} \right\}^{-1}. \quad (4)$$

Это выражение в одномерном случае не содержит константы взаимодействия, т.е. не зависит от пробега (ср. с [4, 5]). В интеграл (4) основной вклад вносят большие k , где D -функция не имеет вида (2), и вклад от флуктуаций представляет малую добавку к основной проводимости. Таким образом, с учетом трехмерности фононов корневая особенность существует лишь для производной:

$$(1/\sigma_0) \frac{d\sigma}{dT} = \frac{1}{\sqrt{T - T_c}}$$

Одномерный случай формально отвечает $B = 0$, однако, в этом случае фазового перехода нет, и (2), и (4) перестают быть справедливыми в области сильного взаимодействия [6], где в принципе, $\Delta\sigma/\sigma_0$ может стать порядка единицы. Малость B означала бы отсутствие дисперсии соответствующих оптических частот, для чего не видно специальных причин.

Нам представляется, что полученный результат не ограничивается рассмотренной фононной моделью структурного перехода, а имеет более общий характер. Возвращаясь поэтому к экспериментам [3], укажем, что слабые максимумы $\sigma(T_c)/\sigma(300) \sim 10 + 2\theta$ в принципе могут быть поняты в соответствии с замечанием авторов [9], что времена релаксации за счет электрон-электронных процессов растут как $T^{-1}f(\ln T)$. Объяснить возрастание проводимости на два порядка на этом пути нельзя.

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

Поступила в редакцию
27 мая 1974 г.

Литература

- [1] L.B.Coleman, M.J.Cohen, D.J.Sandman, F.G.Yamagishi, A.F.Garito, A.J.Heeger. Sol. St. Comm., 12, 1125, 1973.
- [2] M.J.Cohen, L.B.Coleman, A.F.Garito, A.J.Heeger. "The Electrical Conductivity of TTF-TCNQ". Preprint
- [3] J.W.Bray, J.Bardeen, D.Allender. Phys. Rev., 9B, 119, 1974.
- [4] B.R.Patton, L.J.Sham. Phys. Rev. Lett., 31, 631, 1973; Phys. Lett. 47A, 133, 1974.
- [5] S.Stráßler, G.A.Toombs. Phys. Lett., 46A, 321, 1974.

[6] Ю.А.Бычков, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 50, 738, 1966.

[7] И.Е.Дзялошинский, А.И. Ларкин. ЖЭТФ, 61, 791, 1971.

[8] Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 67, 397, 1974.

[9] Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Письма в ЖЭТФ, 18, 686, 1973.
