

Письма в ЖЭТФ, том 13, вып. 11, стр. 686 – 689

5 декабря 1973 г.

ПРОВОДИМОСТЬ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЕ

Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский

Рассмотрены особенности проводимости квазиодномерных кристаллов в металлической фазе.

В последнее время появились подробные экспериментальные исследования органических комплексов на основе ТСНС [1–3]. Наиболее важным результатом представляются обнаружение так называемых "фазовых переходов" либо в антиферромагнитное состояние [1, 2], либо пайерлсовского перехода [3]. Последний случай особенно интересен в связи с отмечавшейся ранее [4, 5] в квазиодномерных объектах связью между структурной неустойчивостью и возможностью явлений типа сверхпроводимости. Теории флуктуаций в квазиодномерном металле пока нет (см. [4, 5]). Ниже мы ограничимся лишь областью достаточно высоких температур, где флуктуации не существенны, но где тем не менее поведение всех физических величин обладает рядом особенностей, присущих одномерным системам (см. также [5, 6]).

Мы будем рассматривать проводимость таких систем в области температур, где еще применимо кинетическое уравнение, т. е. при $\hbar \ll kT$. В нашем случае это условие означает слабость взаимодействия электронов с фононами и между собою, либо малость концентрации дефектов.

Проводимость как всегда определяется тремя механизмами – примесным, электрон-фононным и электрон-электронным. Существенная

специфика случая для двух последних механизмов состоит в том, что поверхность Ферми сводится к двум точкам в обратной решетке $[-p_F, +p_F]$. Поэтому диффузионный механизм релаксации импульса отсутствует и сопротивление всегда определяется прямым переходом электрона из точки $-p_F$ в $+p_F$. Электрон-фононное время при низких температурах экспоненциально велико

$$\tau_{\text{eph}}^{-1} \sim \exp \{-\omega_0(2p_F)/T\},$$

где $\omega_0(k)$ – спектр фононов. По той же причине экспоненциальный фактор возникает и в τ_{ee}^{-1} , если только число электронов на ячейку не равно строго единице, когда $2p_F = \pi/a$ (a – период решетки) и переход из p_F в $-p_F$ обеспечивается процессами переброса без изменения энергии.

Неэкспоненциальное поведение времени релаксации имеет место в рассматриваемой простой модели при температурах, больших дебаевской ($T >> \omega_D$), а в случае точно одного электрона на ячейку и при $T << \omega_D$. Последнее по-видимому имеет место в изученных экспериментально NMP – TCNQ [2] и TTF – TCNQ [3]. Пусть $T << \omega_D$, и эффективным механизмом является электрон-электронное рассеяние или рассеяние на дефектах. Во избежание недоразумения подчеркнем, что в одномерной системе интеграл столкновения для первого из них без учета описанных ниже эффектов взаимодействия дает именно $\tau_{ee}^{-1} \sim T$, а не $\tau_{ee}^{-1} \sim T^2$, как в двух- и трехмерном случаях. Однако, ни τ_{imp} , ни $\tau_{ee} T$ при $T << \epsilon_F$ не остаются постоянными. Это обстоятельство связано с тем, что в одномерном случае все амплитуды рассеяния y являются медленно меняющимися функциями логарифма температуры (или энергии) $\xi = \ln(\epsilon_F/T)$.

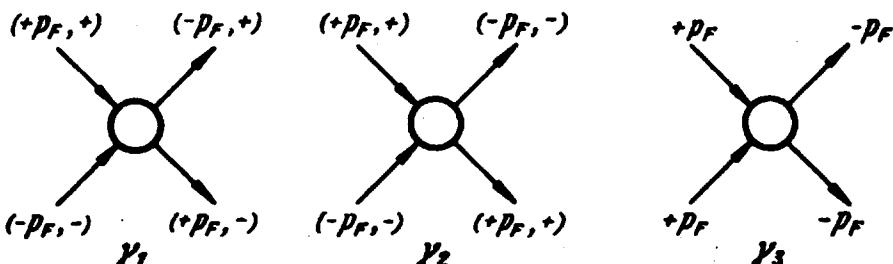


Рис. 1

Как показано в [5] свойства состояния определяются тремя амплитудами. $y_1(\xi)$, $y_2(\xi)$ и амплитудой переброса $y_3(\xi)$, показанными на рис. 1 (знаки \pm означают проекции спина). В зависимости от соотношения между исходными константами g_1, g_2, g_3 система может оставаться нормальным металлом (MN), либо в ней развивается один из двух видов неустойчивости: комбинация сверхпроводящей и пайерловской (SP) или комбинация антиферромагнитной и пайерловской (AFP). На рис. 2 жирными сплошными линиями схематически показаны границы между областями на плоскости $g_4 = g_1 - 2g_2$, g_1 .

Электрон-электронное время

$$\tau_{ee}^{-1} \sim T |y_3(\xi)|^2. \quad (1)$$

Формулы для γ_3 приведены в [5]. Их исследование показывает, что имеет место три различных типа поведения $\tau_{ee}T$ с ростом $\ln T$: монотонное возрастание (I), убывание (II) и кривая с максимумом (III). Границы между областями I, II, III показаны на рис. 2 прерывистой линией. В модели Хаббарда, когда $g_1 = g_2 = g_3 = -g_4 = g$ имеем (см. [5])

$$T\tau_{ee} \sim (1 - g\xi)^2 \quad (1')$$

и $\tau_{ee}T$ падает с температурой при $g < 0$ (сверхпроводящая неустойчивость SP) и растет при $g > 0$ (антиферромагнитная неустойчивость AFP).

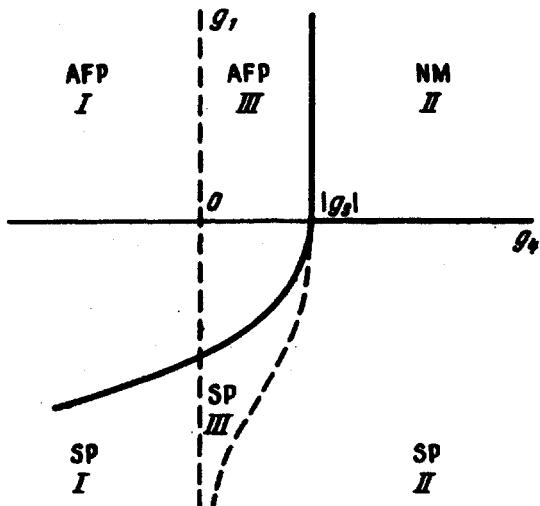


Рис. 2

Для примесной релаксации аналогичные вычисления [5, 6] дают

$$\tau_{imp}^{-1} \sim \exp \left\{ - \int_0^{\xi} \left[\frac{3}{2} \gamma_1(\eta) + \frac{1}{2} \gamma_4(\eta) + \gamma_3(\eta) \right] d\eta \right\}. \quad (2)$$

Природа возникающих перенормировочных факторов ясна из рис. 3 на котором изображены вставки за счет электронных взаимодействий в амплитуду рассеяния на примеси с передачей импульса $2p_F$. При различных соотношениях между g_1, g_2, g_3 время τ_{imp} также как и $\tau_{ee}T$ может иметь все три типа зависимости от $\ln T$. В модели Хаббарда

$$\tau_{imp} \sim (1 + g\xi)^{3/2} (1 - g\xi)^{-1/2}, \quad (3)$$

т. е. при приближении к области сверхпроводящей неустойчивости τ_{imp} падает (такое же поведение характерно для эффекта Кондо), а в случае антиферромагнитной неустойчивости возрастает.

Амплитуда электрон-фононного взаимодействия, которое оказывается существенным при $T >> \omega_D$, также перенормируется в соответствии с рис. 3. Поэтому $1/T\tau_{eph}$ в этой области определяется формулой (2).

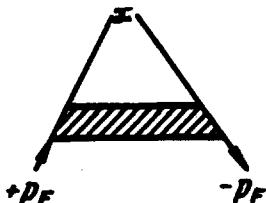


Рис. 3

В экспериментах [1 – 3] точность данных о проводимости недостаточна для определения параметров в логарифмических формулах (1), (3). Металлическое поведение проводимости в TTF – TCNQ [3] выше перехода находится в качественном соответствии с (1).

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

Поступила в редакцию
30 октября 1973 г.

Литература

- [1] I.F.Shchegolev. Phys. Stat. Sol., (a) 12, 9, 1972.
 - [2] A.J.Ejstein, S.Etemad, A.F.Garito, A.J.Heeger. Phys. Rev., B5, 952, 1972.
 - [3] L.B.Coleman, M.J.Cohen, D.J.Sandman, F.G.Ygamagish, A.F.Garito, A.J.Heeger. Sol. St. Comm., 12, 1125, 973.
 - [4] Ю. А. Вычков, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский. ЖЭТФ, 50, 738, 1966.
 - [5] И. Е. Дзялошинский, А. И. Ларкин. ЖЭТФ, 61, 791, 1971.
 - [6] Л. П. Горьков. ЖЭТФ, 65, вып. 10, 1973.
-