Письма в ЖЭТФ, том 24, вып. 8, стр. 472 – 475 *20 октября 1976 г.*

ВЛИЯНИЕ МАЛОЙ МАГНИТНОЙ ПРИМЕСИ НА ПРОВОДИМОСТЬ КВАЗИОДНОМЕРНОГО МЕТАЛЛА

А.А. Абрикосов

С помощью гипотезы подобия показано, что проводимость квазиодномерного металла с малой примесью магнитных атомов должна зависеть от концентрации по закону $\sqrt{c}$. Найдено также поведение в магнитном поле. Эти предсказания могут быть использованы для проверки гипотезы подобия, лежащей в основе расчетов проводимости целого ряда квазиодномерных моделей.

В работе [1] была рассчитана проводимость полуметалла в сильном магнитном поле. Конечная проводимость формально возникает от того, что случайные поля примесей надо рассматривать, как операторы, причем эти операторы в разных точках не коммутируют: $[\zeta_i, \zeta_k] \neq 0$. Хотя в случае дальнодействующего кулоновского взаимодействия этот коммутатор и является относительно малым, но разложение по нему невозможно, ввиду неаналитичности проводимости. Поэтому для получения окончательной формулы был рассмотрен образец конечного размера и использована гипотеза подобия.

Экспериментальная проверка полученной формулы затруднена тем обстоятельством, что в реальных полуметаллах всегда имеются нейтральные рассеивающие центры, для которых, как показано в [1], коммутатор не является малым, и результат существенно изменяется.

Есть, однако, другой способ проверить основное предположение этой теории, а именно гипотезу подобия. Рассмотрим квазиодномерный металл с относительно большой концентрацией примеси (или внутренним беспорядком). Как показано в [2] продольная проводимость такого материала будет связана с малой вероятностью перескока между нитями и будет, поэтому малой. Теперь введем в этот металл магнитные примеси. Взаимодействие электронов проводимости с этими примесями описывается гамильтонианом

$$U_M = -J\sum_i (\mathbf{s}\mathbf{S}_i), \tag{1}$$

где $\mathbf{S}_i$ – спины примесей, $\mathbf{s}$ – спин электрона.

Не трудно увидеть, что потенциалы в разных точках не коммутируют друг с другом, а именно

$$\tfrac{1}{2}\mathrm{Sp}_s[(\mathbf{s}\mathbf{S}_i)(\mathbf{s}\mathbf{S}_k)(\mathbf{s}\mathbf{S}_i)(\mathbf{s}\mathbf{S}_k) - (\mathbf{s}\mathbf{S}_i)(\mathbf{s}\mathbf{S}_i)(\mathbf{s}\mathbf{S}_k)(\mathbf{s}\mathbf{S}_k)] = -\tfrac{4}{3}[S(S+1)]^2. \tag{2}$$

(Здесь предполагается, что спины $\mathbf{S}_i$ свободные и температура выше температуры Кондо).

Если концентрация магнитной примеси такова, что $l_M \gg l_2$, где

$$l_M^{-1} = N_M\left(\int |J(k_z = 2p_0, \mathbf{k}_\perp)|^2 d^2\mathbf{k}_\perp/(2\pi)^2\right)S(S+1)/v^2, \tag{3}$$

то мы возвращаемся к ситуации с магнитным полем. Прямо применяя полученную в [1] формулу (45) для образца длины L имеем (учитывая две проекции спина):

$$\sigma = \frac{e^2}{\pi S}\left[\frac{\pi^{5/2}}{2}\, e^{-L/4l_2} L^{-1/2}\, l_2^{3/2} + \frac{5\pi^3}{192}\,\frac{l_2^2}{l_M^2}\, e^{3L/4l_2} L\right], \tag{4}$$

где S – площадь сечения ячейки, перпендикулярного нитям.

Рассуждая дальше, как и в [1] мы предположим, что образец может считаться "бесконечным", начиная с длины, когда оба члена в (4) становятся одного порядка, т. е. начиная с

$$L \approx 2l_2 \ln\frac{l_M}{l_2}. \tag{5}$$

Проводимость такого образца будет порядка

$$\sigma \sim \frac{e^2}{\pi S} l_2^{3/2} l_M^{-1/2} . \tag{6}$$

Итак, получается конечная проводимость, пропорциональная $\sqrt{N_M}$. По этой концентрационной зависимости легче всего проверить гипотезу подобия.

Как уже отмечалось полученный результат справедлив в том случае, если спины S_i свободные. Рассмотрим теперь, что будет при приложении магнитного поля или в случае упорядочения спинов. При приложении сильного поля $\mu H >> T$, где μ – магнитный момент примеси (или при ферромагнитном упорядочении и $\Theta >> T$) операторы потенциала превращаются в $s_z S$, т. е. начинают коммутировать, а следовательно эффект пропадает.

Найти закон убывания проводимости нельзя в рамках примененной схемы, так как при $\mu H \sim T$, рассеяние с переворотом электронного спина становится неупругим (при $T >> \mu H$ такое рассеяние можно считать упругим, а при $T << \mu H$ оно подавлено). Единственное, что можно сказать на основании общих соображений, это то, что выражение (2) заменяется на

$$-\frac{4}{3}[S(S+1)]^2 f(S, \mu H/T) , \tag{7}$$

где функция f имеет следующее асимптотическое поведение:

$$\begin{aligned} f &\approx 1 - a(S)(\mu H/T)^2, & \mu H << T \\ f &\approx b(S)\exp(-\mu H/T), & \mu H >> T \end{aligned} \tag{8}$$

где $a(S)$, $b(S) \sim 1$, если $S \sim 1$. Так как $\sigma \sim \sqrt{f}$, то можно ожидать, что при низких температурах (но выше температуры упорядочения, т.е. $\Theta << T << \mu H$) $\sigma \approx \sigma_0 \sqrt{b(S)}\exp(-\mu H/2T)$, а при высоких – $\sigma \approx \sigma_0[1 - \frac{1}{2} a(S)(\mu H/T)^2]$, где σ_0 есть значение при $H = 0$.

Мы не рассматриваем ферромагнитное упорядочение, ибо наиболее вероятным типом низкотемпературного состояния будет "спиновое стекло". Для наших целей его можно рассматривать, как совокупность жестко зафиксированных классических спинов величиной $S_1 \leqslant S$ и направленных хаотическим образом. При этом формула (2) заменяется на

$$-2S_1^4 \overline{\sin^2\Theta} \approx -\frac{4}{3} S_1^4 .$$

Отсюда следует, что при образовании "спинового стекла" проводимость уменьшится (даже если $S_1 = S$), но не исчезнет.

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

Поступила в редакцию
10 сентября 1976 г.

Литература

[1] **А.А.Абрикосов, И.А.Рыжкин.** ФТТ, в печати.

[2] **А.А.Абрикосов, И.А.Рыжкин.** ЖЭТФ, 72, вып. 1, 1977.