Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 1, стр. 38 – 40 *5 июля 1977 г.*

О ПРИМЕНИМОСТИ ГИПОТЕЗЫ МАСШТАБНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ К КВАЗИОДНОМЕРНЫМ ЗАДАЧАМ

А.А.Абрикосов, И.А.Рыжкин

В работе предложена новая, более обоснованная , формулировка гипотезы масштабной инвариантности для вычисления продольной проводимости квазиодномерного металла. Приведены результаты для ряда квазиодномерных задач, отличающиеся от полученных ранее [2 – 4]. Предложенная гипотеза может быть непосредственно проверена в высокочастотных экспериментах.

В работах [1 – 4] нами был построен метод вычисления проводимости квазиодномерных металлических систем, который затем был применен к конкретным системам: квазиодномерному металлу с учетом перескока между нитями, полуметаллу с предельно сильным магнитным полем, квазиодномерному металлу с магнитными примесями.

Как известно, в чисто одномерном металле со случайными примесями электроны локализованы. Анализ квазиодномерных систем показывает, что во всех случаях можно ввести безразмерный "параметр делокализации" γ, определяющий делокализирующее влияние неодномерности системы или неупругости столкновений (с фононами или магнитными примесями). Если $\gamma \gg 1$, то применимо кинетическое уравнение. Если $\gamma \ll 1$, то влияние эффекта локализации очень сильно, и проводимость мала. При этом оказывается, что проводимость не является аналитической функцией γ при $\gamma \to 0$ и поэтому не может быть найдена разложением по γ. Поскольку полное решение задачи в большинстве случаев оказывается сложным, то в работах [2 – 4] мы обошли эту трудность с помощью гипотезы подобия.

Именно, был взят конечный образец длины L и найдена первая поправка к проводимости по γ. Для такого образца при малом γ проводимость аналитична. Далее была высказана гипотеза, что в общем случае имеет место подобие, и проводимость σ имеет вид

$$\sigma = Aqf(\gamma/q^{\nu}), \tag{1}$$

где $A = \mathrm{const}$, $q = \exp(-L/4l_2)$, l_2 – длина пробега с рассеянием $p_0 \to -p_0$. $f(0) = 1$, $f(x \to \infty) \sim x^{1/\nu}$. Отсюда можно было заключить, что для $L \to \infty$ $\sigma \sim \gamma^{1/\nu}$. Степень ν определялась из разложения σ по γ для $q \neq 0$.

На самом деле эта процедура вызывает сомнения, ибо в квазиодномерном объекте при $\gamma \neq 0$ возникает ограничение корреляций электронов на конечных рассеяниях, и поэтому перестановка пределов $L \to \infty$ и $\gamma \to 0$ не является нейтральной процедурой. К тому же очень подозрительным является то обстоятельство, что все разложения по γ, найденные в [2 – 4] строго говоря, не имеют скейлинговый вид.

Ввиду этого мы применим новый прием, который представляется нам более обоснованным. Будем вычислять статическую проводимость, как предел $\lim\limits_{\omega\to 0} \sigma(\omega)$. Для проводимости $\sigma(\omega)$ имеется формула типа (см. [1, 2]).

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 v^2}{\pi S} \mathrm{Sp}\,\sigma \int\limits_{-\infty}^{\infty} [\sigma_3 G_{R\omega}(zz_1)\sigma_3 G_A(z_1 z)]dz_1 . \tag{2}$$

При $\omega \neq 0$ коэффициенты разложения σ по γ конечны, т. е. $\sigma(\omega)$ аналитична по γ при малых γ. В нулевом порядке по γ получаем (см. [1])

$$\sigma_0 = \frac{8\zeta(3)}{\pi S} \frac{e^2 l_2^2 \omega}{iv} \tag{3}$$

Здесь S – площадь ячейки кристалла в плоскости (xy), l_2 – пробег для рассеяния назад на примесях ($p_0 \to -p_0$). Разложение по γ зависит от конкретной задачи, но во всех случаях появляются только степени ω, т. е. разложение имеет "скейлинговый" вид. Ввиду этого, вместо (1) мы предполагаем

$$\sigma = \sigma_0 f\left[\gamma\left(\frac{iv}{\omega l_2}\right)^{\nu}\right], \tag{4}$$

где f имеет прежние свойства.

Результаты для продольной проводимости, которые при этом получаются, отличаются от найденных в [2 – 4]. Приведем их здесь без вывода:

а) Продольная проводимость квазиодномерного металла (ср. с [2]). В этом случае $\nu = 1$.

$$\sigma \sim (e^2/\pi S)(\overline{a^2} l_2^2/v^2)(l_2^{-1} + l_1^{-1})^{-1}. \tag{5}$$

б) Продольная проводимость полуметалла в очень сильном магнитном поле для кулоновских примесей (ср. с [3]). При этом $\nu = 2$.

$$\sigma = A \frac{e^2 l_2}{(2\pi\lambda)^2} \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^{1/2} = \frac{A}{\pi^3} \frac{p_0^6 \cdot \epsilon_0^2}{N_i m^2 Z^2 e^2} \ln\left(\frac{1}{2p_0\lambda}\right), \tag{6}$$

т. е. при $n_e = \mathrm{const}$, $p_0 \sim n_e \lambda^2 \sim H^{-1}$ и $\sigma \sim H^{-6}$.

в) Проводимость квазиодномерного металла с магнитными примесями ($\nu = 2$), стр. с [4]

$$\sigma \sim \frac{e^2}{\pi S} \frac{l_2^2}{l_M} \tag{7}$$

это значит, что $\sigma \sim N_M$ – концентрация магнитных атомов. Формулы (6,7) и (6,8) [4] для зависимости $\sigma(H)$ остаются справедливыми. Отметим, что зависимость (6, 8) при $\mu H << T$ подтверждена экспериментом [5].

Добавочным аргументом в пользу новой гипотезы скейлинга служит тот факт, что в модели а) проводимость удалось вычислить точно.

Результат совпадает по порядку величины с формулой (5); коэффициент равен $64\zeta(3)$.

Формула (4) может быть проверена в высокочастотных экспериментах. Ее можно записать также в виде

$$\sigma = \sigma(0)\,\phi\left(\frac{\omega l_2}{iv} / \gamma^{1/\nu}\right) \qquad (4')$$

более удобную в области малых частот. Здесь $\sigma(0) \sim \gamma^{1/\nu} \sigma_0 \frac{iv}{\omega l_2}$.

Коэффициенты разложения σ по $(-i\omega)$ конечны. Отсюда следует, что $\mathrm{Im}\,\sigma(\omega)$ в первом порядке не зависит от γ и отличается от σ_0 в (3) лишь численным коэффициентом. Формула (3) дает $\mathrm{Im}\sigma(\omega)$ при $1 \gg \omega l_2/v \gg$ $\gg \gamma^{1/\nu}$.

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

Поступила в редакцию
31 мая 1977 г.

Литература

[1] А.А.Абрикосов, И.А.Рыжкин. ЖЭТФ, 71, 1916, 1976.

[2] А.А.Абрикосов, И.А.Рыжкин. ЖЭТФ, 72, 225, 1977.

[3] А.А.Абрикосов, И.А.Рыжкин. ФТТ, 19, 59, 1977.

[4] А.А.Абрикосов. Письма в ЖЭТФ, 24, 472, 1976.

[5] Ю.С.Каримов, Г.И.Зверева, Э.Б.Ягубский. Письма в ЖЭТФ, 25, 254, 1977.