Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 12, стр. 700 – 702 *20 июня 1978 г.*

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ГРЯЗНЫХ МЕТАЛЛОВ

Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов

В работе исследовано влияние эффективного электрон-электронного взаимодействия на зависящую от температуры часть сопротивления. Показано, что знак добавки определяется знаком константы взаимодействия, а абсолютная величина $\Delta\rho \sim T^{1/2}$. При отталкивании $\Delta\rho < 0$ и поэтому температурная зависимость сопротивления имеет минимум.

Хорошо известно, что без учета процессов переброса электрон-электронные столкновения не дают вклада в сопротивление металлов, так как сохраняют полный импульс. Однако, как будет показано в настоящей статье в грязных металлах, из-за интерференции с рассеянием на примесях, электрон-электронное взаимодействие дает конечный, зависящий от температуры вклад в сопротивление: при низких температурах, таких, что $T \ll \hbar/\tau$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \approx -0{,}4\ \frac{4\pi e^2}{\kappa^2}\ \nu(\mu)\ \frac{T^{1/2}\,\hbar^{3/2}}{\mu^2\,\tau^{3/2}}, \tag{1}$$

где T – температура, τ – время импульсной релаксации на примесях, μ – химический потенциал, ρ_0 – остаточное удельное сопротивление, $\nu(\mu)$ — плотность состояний на поверхности Ферми, κ^{-1} — дебаевский радиус экранирования. Для модели свободных электронов

$$\frac{4\pi e^2}{\kappa^2}\nu(\mu) = 1.$$

В работе одного из авторов [1] было показано, что учет интерференции рассеяния на фононах и примесях приводит при достаточно низких температурах к выражению, отличающемуся от (1) заменой $-4\pi e^2/\kappa^2$ на g^2 — квадрат константы электрон-фононного взаимодействия.

Таким образом, выражение (1) после замены $\dfrac{-4\pi e^2}{\kappa^2}\nu(\mu)$ на λ — безразмерную константу эффективного электрон-электронного взаимодействия справедливо для любого типа взаимодействия электронов друг с другом. Поэтому знак поправки зависит от знака константы взаимодействия: эффективное притяжение приводит к росту сопротивления с температурой, а эффективное отталкивание — к его падению и, следовательно, к появлению минимума на кривой зависимости $\Delta\rho$ от температуры.

Так как корневая зависимость от температуры наиболее медленная из известных в настоящее время, то можно утверждать, что при достаточно низких температурах зависящая от температуры часть сопротивления пропорциональна $T^{1/2}$.

Согласно [1] относительное изменение сопротивления имеет вид

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{1}{v_F^2}\,\mathrm{Im}\int_0^\infty \frac{d\omega}{\pi}\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\left(\frac{\mathrm{sh}\,\frac{\omega}{T}-\frac{\omega}{T}}{\mathrm{ch}\,\frac{\omega}{T}-1}-1\right)|g(q)|^2\times$$

$$\times D^r(q,\omega)\,J(q,\omega)\,, \tag{2}$$

где функция $J(q,\omega)$ при $qv_F\tau \ll 1$ и $\omega\tau \ll 1$ равна

$$J(q,\omega) = \frac{4}{3}v_F^2\frac{Dq^2}{(-i\omega+Dq^2)^3} \tag{3}$$

$D = \dfrac{1}{3}v_F^2\tau$ — коэффициент диффузии электронов, $D^r(q,\omega)$ — запаздывающая функция Грина бозона, рассеяние на котором интерферирует с примесным, $g(q)$ — константа взаимодействия электрона с этим бозе возбуждением. В случае прямого электрон-электронного взаимодействия

$$|g(q)|^2 D^r(q,\omega) = \frac{4\pi e^2}{q^2\epsilon(\omega,q)}\,, \tag{4}$$

где $\epsilon(\omega, q) = 1 + \dfrac{D\kappa^2}{-i\omega + Dq^2}$ — диэлектрическая проницаемость в низкочастотном и длинноволновом пределе. В выражении (2) существенны $q \sim (\omega / D)^{1/2}$ а $\omega \sim T$. Поэтому формулы (3) и (4) справедливы при $T\tau \ll \hbar$. Подставляя (3) и (4) в (2), получим

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = c\,\frac{\sqrt{6}}{16}\,\frac{T^{1/2}\,\hbar^{3/2}}{\mu^2\,\tau^{3/2}},$$

$$c = \int_0^\infty dx \left(\frac{\operatorname{sh} x - x}{\operatorname{ch} x - 1} - 1\right) \approx -2{,}5\,. \qquad (5)$$

По нашему мнению эффект связан с электронными корреляциями. Эффективное притяжение уменьшает сопротивление, а с ростом температуры корреляция ослабляется что и дает рост сопротивления с температурой. При отталкивании корреляции увеличивают сопротивление, а поэтому $\partial\rho/\partial T < 0$.

Оценим величину $\Delta\rho/\rho_0$ например для ванадия. Для образцов с $R_{300\mathrm{K}} / R_{4,2\mathrm{K}} \approx 1$ длина свободного пробега $l_{im} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ *см*. Так как $\mu \sim 0{,}9$ *эв*, а $v_F \approx 1{,}7 \cdot 10^{-7}$ *см · сек*$^{-1}$, то $\hbar/\tau \approx 400$К и

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \approx 6{,}4 \cdot 10^{-4}\left(\frac{T}{400}\right)^{1/2}.$$

Абсолютная величина изменения удельного сопротивления $\Delta\rho \sim 10^{-8} \div 10^{-9}$ *ом · см*, что легко может быть измерено. Ясно, что для наблюдения желательно выбирать полуметаллы или вырожденные полупроводники с малыми значениями энергии Ферми, где этот эффект будет значительно больше. Например для теллура с концентрацией дырок $n \sim 10^{18}$ *см*$^{-3}$, $\mu \sim 120$К, $\hbar/\tau \approx 60$К, поэтому $\Delta\rho/\rho_0 \sim 0{,}1\,(T/60)^{1/2}$.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 мая 1978 г.

Литература

[1] Б.Л.Альтшулер. ЖЭТФ, 75, вып. 9, 1978.