ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ МЕТАЛЛОВ С МАЛЫМИ МАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ ПРИ НАЛИЧИИ ПРИМЕСНОГО ФЕРРОМАГНЕТИЗМА И ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.А.Абрикосов

В предыдущей заметке [1] были изложены результаты расчета электрического сопротивления немагнитного металла с малой примесью магнитных атомов. В настоящей работе рассмотрен случай примесного ферромагнетизма, а также найдена зависимость сопротивления от внешнего магнитного поля.

Была использована та же спиновая диаграммная техника, что и в [1]. Ферромагнетизм и внешнее магнитное поле учитывались в духе работы [2], т.е. в виде некоторого эффективного поля, действующего на электроны и примесные "частицы". Таким образом, вместо обычных "свободных" гриновских функций фигурировали функции в этом "поле"

$$G=\frac{1}{i\omega-\xi+\sigma_z P}, \quad \mathcal{G}=\frac{1}{i\omega-\lambda+S_z Q}. \tag{1}$$

Величины P и Q определялись самосогласованным образом, что приводило к следующим уравнениям (см. также [2]):

$$\begin{aligned} P&=\mu_0 H+JcSB_S\left(\frac{SQ}{T}\right), \\ Q&=g\mu_0 H+\frac{3zJ}{2\varepsilon_F}P, \end{aligned} \tag{2}$$

где

$$B_S(x)=\frac{2S+1}{2S}\,cth\,\frac{(2S+1)x}{2S}-\frac{1}{2S}\,cth\,\frac{x}{2S}$$

– функция Бриллюэна, c – атомная концентрация, z – число электронов на атом, $g\approx 2$ – гиромагнитное отношение для примеси. Кроме изменения гриновских функций, в присутствии "поля" меняется нормировочный множитель при усреднении по спинам примеси, а именно: вместо $e^{\lambda/T}/(2S+1)$ он равен

$$e^{\lambda/T}\, sh\frac{Q}{2T} \Big/ sh\frac{Q(2S+1)}{2T}.$$

Расчет, как и раньше, производился с логарифмической точностью, т.е. считалось, что $(J/\varepsilon_F)\ln(\varepsilon_F/T)$ и $(J/\varepsilon_F)\ln(\varepsilon_F/Q)$ произвольны, но $J/\varepsilon_F \ll 1$. Оказалось, что изменение энергии электронов в поле (величина P) само по себе не входит в результат, хотя, конечно, согласно (2), определяет величину Q.

Результат в случае, когда обычное сопротивление ρ_{ord}, связанное с необменным взаимодействием электрона и примеси, значительно превосходит ρ_{ex}, происходящее от обменного взаимодействия, имеет вид

$$\rho=\rho_{ord}+\rho_{0,ex}\Big[1-B_S\Big(\frac{SQ}{T}\Big)\frac{sh\,Q/T-Q/T}{ch\,Q/T-1}\Big]\Big(1+\frac{3Jz}{2\varepsilon_F}\ln\frac{\varepsilon_F}{\max(Q,T)}\Big)^{-2}; \quad (3)$$

где $\rho_{0,ex}=[3\pi^2 m J^2 S(S+1)c]/2N\varepsilon_F e^2\hbar$ – атомная концентрация.

Предельные случаи:

$$\rho=\rho_{ord}+\rho_{0,ex}\Big[1-\Big(\frac{Q}{3T}\Big)^2\Big]\Big(1+\frac{3Jz}{2\varepsilon_F}\ln\frac{\varepsilon_F}{T}\Big)^{-2},\quad \frac{Q}{T}\ll 1;$$

$$\rho=\rho_{ord}+\rho_{0,ex}\Big[\frac{S}{S+1}+\frac{e^{-Q/T}}{S+1}\Big(\frac{1}{S}-2+\frac{2Q}{T}\Big)\Big]\Big(1+\frac{3Jz}{2\varepsilon_F}\ln\frac{\varepsilon_F}{Q}\Big)^{-2},\quad e^{-Q/T}\ll T. \quad (4)$$

Согласно (2), в отсутствие магнитного поля Q определяется из уравнения

$$Q=\frac{3zJ^2cS}{2\varepsilon_F}B_S\Big(\frac{SQ}{T}\Big). \quad (5)$$

В частности,

$$Q \approx J\left[\frac{15}{2}\,\frac{cz\,S(S+1)}{\varepsilon_F(S^2+S+1/2)}\,(T_c-T)\right]^{1/2}, \quad T_c - T \ll T_c\,;$$

$$Q \approx \frac{3cz J^2 S}{2\varepsilon_F}, \qquad T \ll T_c, \tag{6}$$

где T_c – температура Кюри, равная

$$T_c = \left[J^2 cz\, S(S+1)\right]/2\varepsilon_F\,. \tag{7}$$

Это означает, что при $T_c = T$ получим $QS \ll T_c$, а при $T \lesssim T_c$ величины $QS \sim T_c$.
Если же $g\mu_0 H \gg T_c$, то

$$Q \approx g\mu_0 H. \tag{8}$$

Отсюда следует, что при $H=0$ знаменатель в (3) содержит $\ln(\varepsilon_F/T)$ при $T \gg T_c$ и $\ln(\varepsilon_F/T_c)$ при $T \lesssim T_c$. Что касается числителя, то он уменьшается при понижении температуры ниже T_c. Вместо $S(S+1)$ в нем, согласно (4), появляется S^2. Происхождение этого эффекта очень просто. В эффективное сечение рассеяния входит $(\vec{\sigma}\vec{S})$ $(\vec{\sigma}\vec{S})$. Если спины примеси не ориентированы, то это произведение равно в среднем $S(S+1)$. Если же они полностью ориентированы, то произведение превращается в $\sigma_z S \cdot \sigma_z S = S^2$. Таким образом, упорядочение спинов приводит к уменьшению числителя в формуле (3). В присутствии магнитного поля $g\mu_0 H \gg T_c$ величина $g\mu_0 H$ играет такую же роль, что T_c в отсутствие поля. Общий вид кривой $\rho(T)$ зависит от соотношения параметров.

Если $J > 0$, то $\rho(T)$ будет падать при уменьшении температуры до $T \sim T_0$, при которой становится $Q \sim T$ (согласно предыдущему, $T_0 \sim max(T_C, g\mu_0 H)$). После этого $\rho(T)$ перестает зависеть от температуры.

Если же $J < 0$, то возможны разные случаи. Как известно из [1], при отсутствии упорядочения спинов кривая $\rho(T)$ имеет минимум при какой-то температуре T_{min}. Он происходит от сложения убывающего с температурой обычного сопротивления и растущего обменного сопротивления. При температуре $T_{max} \ll T_{min}$ имеется максимум, связанный с резонансом в обменном рассеянии электронов. Температура T_{max} не зависит от концентрации электронов.

Пусть теперь упорядочение имеется и соответствующая температура $T_0 \ll T_{max}$. При этом ниже T_{max} кривая $\rho_{ex}(T)$ уже не убывает до нуля, а ниже T_0 выходит на константу. Если $T_{max} \ll T_0 \ll T_{min}$, то максимум от резонанса исчезает, но появляется новый. При понижении температуры от T_{min} до T_0 сопротивление растет, а потом начинает падать благодаря переходу от коэффицента $S(S+1)$ к S^2. Положение максимума T_0 при $T_C \gg g\mu_0 H$ соответствует $T_0 \sim T_C$, т.е. примерно линейно зависит от концентрации примеси, а при $T_C \ll g\mu_0 H$ соответствует $T_0 \sim g\mu_0 H$, т.е. не зависит от концентрации, но примерно линейно зависит от поля. Наконец, при $T_0 \gg T_{min}$ исчезают как максимум, так и минимум на кривой $\rho(T)$.

До сих пор рассматривалась только обменная часть сопротивления ρ_{ex}. Однако магнитное поле влияет также на ρ_{ord} благодаря тому, что электронные орбиты искривляются в присутствии поля. Если время столкновений $\tau \ll \Omega$, где $\Omega = eB/cm$ (B - среднее поле в образце), то это эффект порядка $\rho_{ord}(\Omega\tau)^2$. Оценка показывает, что в отсутствие внешнего поля уменьшение обменного сопротивления благодаря ферромагнитному упорядочению много больше возрастания ρ_{ord} из-за появления внутреннего магнитного поля. Однако если сравнивать влияние внешнего поля на ρ_{ex} и ρ_{ord}, то возможны разные случаи. Если

$$\max(T, \mu_0 H) \ll \sqrt{\frac{\rho_{ex}}{\rho_{ord}}}\,\frac{\hbar}{\tau}, \qquad (9)$$

то увеличение обычного сопротивления будет меньше уменьшения обменного. При длине пробега $l \sim 10^{-3}$ см справа в (9) стоит примерно 0,1°K. Таким образом, возможно как убывание, так и возрастание полного сопротивления с магнитным полем. Заметим, что эффект увеличения обычного сопротивления может быть подавлен путем введения немагнитных примесей. Кроме того, следует иметь в виду, что изменение обычного сопротивления с полем не зависит от температуры, тогда как изменение обменного сопротивления, как было показано выше, сильно зависит от температуры.

В заключение отметим, что все качественные особенности сопротивления, полученные здесь (минимум и максимум сопротивления, исчезновение их при достаточно большом поле, отрицательное магнитное сопротивление) наблюдаются на опыте (см. [3]).

Литература

[1] А.А.Абрикосов. ЖЭТФ, 48, 990, 1965.

[2] А.А.Абрикосов, Л.П Горьков. ЖЭТФ, 43, 2230, 1962,

[3] A.N. Gerritsen, J.O. Linde. Physica, 17, 573, 584, 1951; 18, 877, 1952; A.N. Gerritsen. Physica, 19, 61, 1953;

Н.Е.Алексеевский, Ю.П.Гайдуков. ЖЭТФ, 31, 947, 1956.