*Письма в ЖЭТФ, том 33, вып.10, стр. 515 – 518* *20 мая 1981 г.*

# МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ПРОВОЛОК

*Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов*

Показано, что магнитное поле сильно влияет на квантовые поправки к проводимости неупорядоченных тонких металлических пленок даже в том случае, когда это поле лежит в плоскости пленки, и на квантовые поправки к проводимости тонких проволок. Получены выражения для возникающего в результате аномального магнетосопротивления.

В последнее время был достигнут значительный прогресс в понимании природы аномального магнетосопротивления. В работах [1 – 3] было показано, что учет влияния магнитного поля на квантовые поправки к проводимости неупорядоченных металлов и вырожденных полупроводников приводит к аномальному магнетосопротивлению в области классически слабых магнитных полей. В этих работах изучалось магнетосопротивление трехмерных систем и двумерных систем (инверсионных слоев и тонких пленок) в случае, когда магнитное поле перпендикулярно пленке.

В настоящей работе мы рассматриваем влияние на сопротивление тонких пленок магнитного поля, лежащего в плоскости пленки, а также магнетосопротивление проволок.

Основная квантовая поправка к проводимости невзаимодействующих электронов имеет вид [4, 1]

$$\Delta\sigma = -\frac{2\sigma_0}{\pi\nu} C(\mathbf{r}, \mathbf{r}). \tag{1}$$

Здесь $\sigma_0$ – проводимость образца, $\nu$ – плотность состояний на уровне Ферми, а $C(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – сумма "веерных" диаграмм, удовлетворяющая уравнению

$$\hbar\left\{D\left[-i\vec{\nabla}_{\mathbf{r}} - \frac{2e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r})\right]^2 + \frac{1}{\tau_\phi}\right\} C(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \tag{2}$$

где $D$ – коэффициент диффузии электронов, $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ – вектор-потенциал магнитного поля, а $\tau_\phi$ – время, в течение которого сбивается фаза электронной волновой функции, например, за счет неупругих процессов.

Граничные условия к уравнению (2) могут быть записаны в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial\mathbf{n}} + \frac{2ie}{c}\mathbf{A}\mathbf{n}\right) C = 0, \tag{3}$$

где $\mathbf{n}$ – нормаль к поверхности образца.

В отсутствие магнитного поля $C(\mathbf{r}, \mathbf{r})$ имеет вид

$$C(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \frac{1}{\hbar}\sum_{\mathbf{q}}\left(Dq^2 + \frac{1}{\tau_\phi}\right)^{-1}. \tag{4}$$

Если образец представляет собой пленку, расположенную в плоскости $xz$, толшина которой $a$ мала по сравнению с $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$, то при суммировании по $q_y$ ($q_y = \pi n/a$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$) достаточно ограничиться членом с $q_y = 0$. Если эту пленку поместить в магнитное поле $\mathbf{H} \parallel z$ и выбрать калибровку $A_x = Hy$, $A_y = A_z = 0$, то решение уравнения (2) можно записать в виде

$$C(y, y') = \int \frac{dq_x dq_z'}{2\pi^2\hbar}\sum_n \frac{\phi_{n, q_x}(y)\,\phi_{n, q_x}(y')}{Dq_z^2 + E_{n, q_x} + \frac{1}{\tau_\phi}}, \tag{5}$$

где $\phi_{n, q_x}(y)$ – собственные функции, а $E_{n, q_x}$ – собственные значения уравнения

$$-D\left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \left(q_x - \frac{2e}{c}Hy\right)^2\right]\phi_{n, q_x}(y) = E_{n, q_x}\phi_{n, q_x}(y) \tag{6}$$

с граничными условиями

$$\left.\frac{\partial\phi_{n, q_x}}{\partial y}\right|_{y = \pm a/2} = 0. \tag{6a}$$

Энергия основного состояния $E_{o,\,q_x}$ в низшем порядке теории возмущений по магнитному полю равна

$$E_{o,\,q_x} = D\left(q_x^2 + \frac{a^2}{12\,L_H^4}\right), \tag{7}$$

где $L_H = \sqrt{c\hbar / 2eH}$ – магнитная длина частицы с зарядом $2e$. Подставляя (7) в (5), получим

$$C\ (\mathbf{r},\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2\hbar D a}\int \frac{dq_x\, dq_z}{q_x^2 + q_z^2 + a^2/12\,L_H^4 + L_\phi^{-2}}. \tag{8}$$

Поэтому магнетопроводимость пленки квадратной формы равна

$$G(H) - G(0) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\ln\left(\frac{a^2 L_\phi^2}{12\,L_H^4} + 1\right) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau_H} + 1\right). \tag{9}$$

Время $\tau_H = 12\,L_H^4 / Da^2$ совпадает с характерным временем затухания коррелятора операторов инверсии времени, известным из теории сверхпроводимости [ 5] .

Для применимости теории возмущений необходимо, чтобы выполнялось условие $a << L_H$. Если же это условие не выполнено, то образец ведет себя как трехмерный и к нему применима теория, построенная в [ 1 – 3 ].

Магнитное поле становится сильным, т.е. начинает определять обрезание логарифмической расходимости, при $L_H \lesssim \sqrt{a\,L_\phi}$ или $H \gtrsim c\hbar / 2ea\,L_\phi$. Заметим, что влияние продольного поля значительно сильнее, чем перпендикулярного пленке, когда сильным является поле, при котором $L_H \lesssim L_\phi$.

Аналогичным образом определяется магнетопроводимость проволок, поперечные размеры которых малы по сравнению с $L_\phi$. Поправка к проводимости на единицу длины в присутствии магнитного поля для такой проволочки имеет вид

$$\Delta G(H) = \frac{e^2}{\pi^2\hbar}\left(\frac{1}{D\tau_\phi} + \frac{1}{D\tau_H}\right)^{-1/2}. \tag{10}$$

Величина $\tau_H$ зависит от направления магнитного поля и формы образца. Для проволоки с круглым сечением, радиус которого равен $R$ в поле, параллельном оси проволоки $\tau_H = 8\,L_H^4 / DR^2$. Для проволоки с прямоугольным сечением в поле, параллельном одной из сторон этого прямоугольника (т.е. перпендикулярно оси проволоки) $\tau_H = 12 L_H^4 / Da^2$, где $a$ – размер проволоки в направлении, перпендикулярном полю.

Заметим, что аналогичным способом продольное магнитное поле влияет на квантовые поправки к проводимости, связанные с взаимодействием электронов в куперовском канале [ 3] . Разница будет лишь в том, что всюду вместо $L_\phi$ будет стоять $L_T = \sqrt{\hbar D / T}$.

Отметим также, что отсутствие магнетосопротивления для проволок, наблюдавшееся в [6], может свидетельствовать о том, что температурная зависимость проводимости в этих экспериментах связана с взаимодействием электронов в диффузионном канале (т.е. при малой разности импульсов).

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

Поступила в редакцию
2 апреля 1981 г.

## Литература

[1] B.L.Altshuler, D.E.Khmel'nitzkii, A.I.Larkin, P.A.Lee. Phys. Rev., B22, 5142, 1980.

[2] A.Kawabata. Solid State Comm., 34, 431, 1980.

[3] Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов, А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий. ЖЭТФ, 81, вып.8, 1981.

[4] Л.П.Горьков, А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий. Письма в ЖЭТФ, 30, 248, 1979.

[5] П.Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М., изд. Мир, 1968, стр. 261.

[6] N.Giordano. Phys. Rev., B22, №12, 1980.