Письма в ЖЭТФ, том 36, вып. 11, стр. 394 – 396 *5 декабря 1982 г.*

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К ПОВЕРХНОСТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ НЕУПОРЯДОЧЕННОГО МЕТАЛЛА

В.А.Волков

Показано, что упругое отражение электронов от поверхности массивного металла приводит к усилению интерференционных эффектов и появлению псевдодвумерной квантовой поправки к поверхностной проводимости $\Delta\sigma_s \sim \ln T$. Обсужден вклад $\Delta\sigma_s$ в нулевую аномалию туннельного сопротивления логарифмического типа.

Локализованные квантовые поправки $\Delta\sigma$ к проводимости возникают в результате интерференции электронных волн, распространяющихся по одной траектории в противоположных направлениях [1]. Интерференция увеличивает вероятность возврата электрона в точку старта и, следовательно, уменьшает σ. Эффект усиливается с понижением размерности пространства: при уменьшении температуры T $\Delta\sigma(T)$ выходит на плато в трехмерном $(3D)$ случае и расходится как $\ln T$ в $2D$-случае. Последний реализуется в пленке, толщина которой L_z мала по сравнению с длиной релаксации фазы волновой функции L_φ [2].

В работе показано, что даже в толстых $(L_z >> L_\varphi)$ пленках $\Delta\sigma$ наряду с $3D$-вкладом содержит поверхностный вклад, имитирующий $2D$-поправку. Отсюда, между прочим, следует, что экспериментальную зависимость $\Delta\sigma \sim \ln T$ в пленках нельзя считать однозначным доказательством двумерности образцов.

Действительно, рассмотрим диффузионное движение электрона в слое толщиной $L_\varphi/2$ вблизи поверхности $z = 0$. Если отражение от последней не сбивает фазу, то вероятность возврата в точку старта $\mathbf{r}' = (x', y', z')$ увеличивается тем заметнее, чем ближе $\mathbf{r}'$ к поверхности. Решение уравнения диффузии для вероятности возврата дает дополнительный член $\sim 1/z'$ за счет вклада "изображения", расположенного в точке $(x', y', -z')$. Поэтому дополнительная поправка к локальной проводимости $\sim 1/z'$, а к поверхностной проводимости $\sim \int 1/z' dz' \simeq \ln L_\varphi/l \sim \ln T$ (l – длина свободного пробега, $L_\varphi \sim T^{-p}$).

Для количественного описания эффекта воспользуемся методом, развитым в [3,4]. Локальная поправка к σ на частоте ω в магнитном поле $\mathbf{H}$

$$\Delta\sigma(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{2e^2 D}{\pi\hbar} C(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) \quad (1)$$

определяется решением уравнения

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

с граничным условием при $z = 0$ [5]:

$$\left(\nabla_z - \frac{2ie}{\hbar c} A_z\right) C = 0, \quad (3)$$

где D – коэффициент диффузии, $\tau_\varphi = L_\varphi^2/D$, $\mathrm{rot}\,\mathbf{A} = \mathbf{H}$.

1. Полубесконечный образец $z \geqslant 0$, $H = \omega = 0$. Решение (2), (3)

$$C(z, z) = \sum_{\mathbf{q}}^{q_z \geqslant 0} B^2(q_z)\cos^2 q_z z\,(Dq^2 + \tau_\varphi^{-1})^{-1} = (2\pi)^{-3}\int d^3q\; 2\cos^2 q_z z\,(Dq^2 + \tau_\varphi^{-1})^{-1} \quad (4)$$

представим в виде суммы объемного C^{3D} и поверхностного $\widetilde{C}$ вкладов:

$$C^{3D}(z, z) = (2\pi)^{-3}\int d^3q\,(Dq^2 + \tau_\varphi^{-1})^{-1} = (4\pi D)^{-1}(2/\pi l - 1/L_\varphi), \quad (5)$$

$$\widetilde{C}(z,z)=(2\pi)^{-3}\int d^3q\cos 2q_z z(Dq^2+\tau_\varphi^{-1})^{-1}=(8\pi Dz)^{-1}\exp(-2z/L_\varphi)\ . \qquad (6)$$

Интегрирование ведется по всем $\mathbf{q}$, $B(q_z)=\sqrt{2}$ при $q_z>0$, $B(0)=1$. Подставим $C=C^{3D}+\widetilde{C}$ в (1) и, интегрируя по z, найдем поправку к поверхностной проводимости

$$\Delta\sigma_s\equiv\int_l^\infty\Delta\sigma(z)\,dz=L_z\Delta\sigma^{3D}+\frac{1}{4}\Delta\sigma^{2D}. \qquad (7)$$

где L_z – нормировочная толщина образца, $\Delta\sigma^{3D}=-(2/\pi l-1/L_\varphi)/2\pi^2$, $\Delta\sigma^{2D}=-\pi^{-2}\ln L_\varphi/l$ – известные [1] $3D$ и $2D$ поправки к σ в единицах $e^2/\hbar$. Аналогично для полубесконечного образца любой размерности получим:

$$\Delta\sigma_s^d=L_z\Delta\sigma^d+\frac{1}{4}\Delta\sigma^{d-1},\qquad d=1D,\ 2D,\ 3D. \qquad (8)$$

Первое слагаемое в (7), (8) – вклад объема, второе – вклад поверхности.

2. Пленка толщины $L_z>>l$, $H=\omega=0$. При $L_z>>L_\varphi$ вклады от двух поверхностей суммируются и коэффициент перед $\Delta\sigma^{2D}$ в [7] удваивается. В общем случае выражение для C (см. (4), $q_z=\pi n/L_z$, $n=0,1,2,...$) сводится к виду

$$C(z,z)=(4\pi DL_z)^{-1}\left\{\ln\left(\frac{L_\varphi\operatorname{sh}L_z/l}{l\operatorname{sh}L_z/L_\varphi}\right)+\int_{L_z/L_\varphi}^{L_z/l}dt\left[\frac{\operatorname{ch}t(1-2z/L_z)}{\operatorname{sh}t}-\frac{1}{t}\right]\right\}. \qquad (9)$$

Интегрируя по z, получим для пленки квадратной формы:

$$\Delta\sigma_s=-\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left[\ln\frac{L_\varphi}{l}+\ln\left(\frac{\operatorname{sh}L_z/l}{\operatorname{sh}L_z/L_\varphi}\right)\right] \qquad (10)$$

В тонких пленках $(L_z<<L_\varphi)$ из 10 следует выражение

$$\Delta\sigma_s=-\frac{e^2}{\pi^2\hbar}\ln\left(\gamma\frac{L_\varphi}{l}\right), \qquad (11)$$

отличающееся от обычного $\Delta\sigma^{2D}$ множителем γ, который не изменяет зависимости $\Delta\sigma_s\sim\ln T$; $\gamma^2=(l/L_z)\operatorname{sh}L_z/l$.

3. Магнитное поле перпендикулярно поверхности, $\omega=0$. Для полубесконечного образца поверхностная магнетопроводимость $\delta\sigma_s=\sigma_s(H)-\sigma_s(0)$ имеет вид

$$\delta\sigma_s(H)=L_z\delta\sigma^{3D}(H)+\frac{1}{4}\delta\sigma^{2D}(H), \qquad (12)$$

причем $\delta\sigma^d(H)$ – магнетопроводимость в d-мерном случае [3, 4, 6].

Для толстой пленки $(L_z>>L_\varphi$ второе слагаемое в (12) удваивается. В тонкой пленке $(L_z<<L_\varphi)$ результат существенно зависит от соотношения между $L_H^2\equiv\hbar c/2eH$ и L_z^2: $\delta\sigma_s(H)$ ведет себя $2D$-образом только при $L_H>>L_z$, а в сильных полях $(L_H<<L_z)$ начинает доминировать $3D$-вклад.

Похожие поправки к $\Delta\sigma_s$ должны получаться и в теории взаимодействия, учитывающей интерференцию электрон-электронного и электрон-примесного рассеяния [3, 4]. Учет спинового, междолинного и т. п. рассеяния обычным образом [4] изменяет коэффициенты в $\delta\sigma^d$.

Поправки $\Delta\sigma_s$ должны проявляться в эффектах, чувствительных к вкладу поверхности, например, в скин-эффекте, контактных явлениях и т. п. Остановимся коротко на проблеме туннельной аномалии при напряжении смещения $V\simeq 0$ типа провала в туннельной проводимости $\sigma_т(V)$ [7]. Наряду с вкладом $\Delta\sigma_т\sim\sqrt{V}$, обусловленным изменением объемной плотности состояний на уровне Ферми за счет взаимодействия [8], можно ожидать вклада поверхностей, прилегающих к туннельному зазору, типа $\Delta\sigma_т\sim\ln T$ при $T>>eV$ и $\Delta\sigma_т\sim\ln V$

при $eV \gg T$ (последнее следует из оценки эффективной температуры протуннелировавшего электрона: $T_e \sim eV$ в слое $L_\varphi(T_e)/2$ вблизи туннельного зазора). Такое поведение $\sigma_т(T, V)$ качественно согласуется с экспериментальными данными [7, 9]. Детали вклада $\Delta\sigma_s$ в $\Delta\sigma_т$ существенно зависят от магнитного поля и спинового рассеяния.

Автор благодарен В.Б.Сандомирскому за обсуждение и поддержку работы, а также Д.Е.Хмельницкому за плодотворную дискуссию.

Литература

1. *Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 248.
2. *Thouless D.J.* Phys. Rev. Lett., 1977, **39**, 1137.
3. *Altshuler B.L., Khmelnitzkii D.E., Larkin A.I., Lee P.A.* Phys. Rev., 1980, **B22**, 5142.
4. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Хмельницкий Д.Е., Ларкин А.И.* ЖЭТФ, 1981, **81**, 768.
5. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* Письма в ЖЭТФ, 1981, **33**, 515.
6. *Kawabata A.* Sol. St. Comm., 1980, **34**, 431.
7. *Роуэлл Дж. М.* Туннельные явления в твердых телах (ред. Э.Бурштейн и С.Лундквист), М.: Мир, 1973, стр. 369.
8. *Altshuler B.L., Aronov A.G.* Sol. St. Comm., 1979, **30**, 115.
9. *Carruthers T.* Phys. Rev., 1974, **B10**, 3356.

Институт радиоэлектроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 ноября 1982 г.