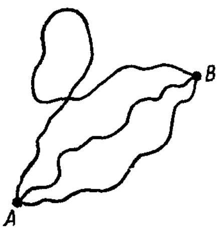
ЛИТЕРАТУРА

1. Булаевский Л. Н. — УФН, 1975, т. 111, с. 263.
2. Heeger A. J., Mac Diarmid A. G. — In: Physics in One Dimension, Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1981.
3. Schrieffer J. R., Kivelson S. — Ibid.
4. Бразовский С. А., Кирова Н. Н. — В кн. Труды международной конференции по низкоразмерным синтетическим материалам.— 1981.—Т. 17, с. 171.
5. Peo M., Roth S., Hocker J. — Ibid, p. 133.

537.311.33(048)

А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий. Андерсоновская локализация и аномальное магнетосопротивление при низких температурах. Рассмотрим проводник, в котором длина пробега l значительно превышает длину волны. Вычислим вероятность продиффундировать за время t из точки A в точку B (см. рисунок). Можно представить, что в точке A расположен источник, когерентно излучающий волновые пакеты, которые распространяются вдоль лучевых трубок толщиной $\lambda\!\!\!^-$ (они начинаются в A и оканчиваются в B). Согласно общим правилам квантовой механики, чтобы найти вероятность w, необходимо сложить амплитуды вероятности, продиффундировать вдоль каждой траектории и вычислить квадрат модуля этой суммы $w \sim |\sum\limits_i A_i|^2 = \sum\limits_i |A_i|^2 + \sum\limits_{i \neq j} A_i A_j^*$.



Первое слагаемое в правой части описывает сумму вероятностей, относящихся к каждому отдельному лучу, а второе — *интерференционное слагаемое*. Интерференция большинства амплитуд не важна, так как длины траекторий, а следовательно, и фазы сильно различаются, и средняя величина интерференционного члена равна нулю. Исключение представляют траектории с самопересечением. Каждой такой траектории можно сопоставить две амплитуды A_1 и A_2, отвечающие различным направлениям обхода замкнутой петли. Эти две амплитуды когерентны друг другу, и поэтому их интерференцией нельзя пренебречь: $A_1A_2^* + A_2A_1^* = 2\,|A_1|^2$. Пренебрежение интерференцией отвечает классическому описанию (уравнение Больцмана), а учет интерференции — квантовым поправкам к классической кинетике.

Оценим относительную величину квантовой поправки $\delta\sigma/\sigma_0$. Эта величина (она отрицательна) пропорциональна вероятности самопересечения лучевой трубки с сечением $\lambda\!\!\!^{-\,d-1}$ при классической диффузии. Поэтому

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma_0} \sim -\int\limits_{\tau}^{\tau_\varphi} \frac{v\,\mathrm{d}t\,\lambda\!\!\!^{-\,d-1}}{(Dt)^{d/2}}. \tag{1}$$

Интегрирование в формуле (1) проводится в пределах $\tau < t < \tau_\varphi$, где τ_φ — время сбоя фазы из-за неупругого рассеяния, или из-за рассеяния с переворотом спина. В результате имеем [1, 2]

$$\delta\sigma \sim -\frac{e^2}{\hbar}\begin{cases} L_\varphi & d=1, \\ \ln\dfrac{L_\varphi}{l} & d=2,\ L_\varphi=\sqrt{D\tau_\varphi}. \\ \mathrm{const}-\dfrac{1}{L_\varphi} & d=3 \end{cases} \tag{2}$$

Из формул (2) видно, что возникающие поправки хотя и малы по параметру $\lambda\!\!\!^-/l$, но определяют сингулярные зависимости от температуры ($\tau_\varphi \sim T^{-p}$) или частоты ω (при $\omega\tau_\varphi \gg 1$ в формуле (2) следует заменить τ_φ на $1/\omega$ и при $d=3$, например, получается $\delta\sigma \sim \sqrt{\omega}$). Если пленка или проволока имеют поперечный размер a и $a \ll L_\varphi$, то диффузия носит двумерный (одномерный) характер и поправки к сопротивлению проволоки единичной длины ($d=1$) или пленки ($d=2$) можно оценить по формуле [1, 2, 3]

$$\left(\Delta\frac{1}{R}\right)\left(\frac{1}{R}\right)^{-1} \sim -\int\limits_{a^2/D}^{\tau_\varphi} \frac{v\,\mathrm{d}t\,\lambda\!\!\!^{-\,d-1}}{(D_d^* t)^{d/2}}, \tag{1'}$$

где

$$D_d^* = \begin{cases} D_s, & d=1, \\ D_a, & d=2. \end{cases}$$

При включении внешнего магнитного поля амплитуды A_1 и A_2 приобретают дополнительные множители

$$A_1 \to A_1 \exp\left(i\frac{e}{\hbar c}\oint \mathbf{A}\,d\mathbf{r}\right) = A_1 \exp\left(\frac{2\pi iHS}{\Phi_0}\right),$$
$$A_2 \to A_2 \exp\left(-\frac{2\pi iHS}{\Phi_0}\right),$$

где S — проекция площади петли на плоскость, перпендикулярную направлению магнитного поля. В результате формула (1) может быть переписана в виде [4]

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma_0} \sim -\int\limits_{\tau}^{\tau_\varphi} \frac{\lambda^{d-1} v\, dt}{(Dt)^{d/2}} \int w(S,\ t)\cos\left(\frac{4\pi HS}{\Phi_0}\right) dS, \tag{3}$$

где $w(S,\ t)$ — вероятность для петли с длиной vt иметь площадь S. В двумерном случае весь последний интеграл можно заменить на $\cos(HDt/\Phi_0)$. В результате имеем

$$\Delta\sigma(H) = \sigma(H) - \sigma(0) \sim \frac{e^2}{\hbar}\begin{cases}\left(\dfrac{eHD\tau_\varphi}{\hbar c}\right)^2, & \dfrac{eHD\tau_\varphi}{\hbar c} \ll 1,\\ \ln\dfrac{eHD\tau_\varphi}{\hbar c}, & \dfrac{eHD\tau_\varphi}{\hbar c} \gg 1.\end{cases} \tag{4}$$

В трехмерном случае можно считать (для оценки) все траектории плоскими. Угол θ между этой плоскостью и направлением магнитного поля определяется тем, что $\cos\theta = S/Dt$; поэтому

$$\int w(s,\ t)\cos\frac{4\pi SH}{\Phi_0}\, dS \sim \int\limits_{-Dt}^{Dt} \frac{dS}{Dt}\cos\frac{4\pi HS}{\Phi_0} \sim \frac{\Phi_0}{DHt}\sin\frac{DHt}{\Phi_0}.$$

В результате получим

$$\delta\sigma \sim -\frac{\Phi_0}{D^{3/2}H}\int\limits_{\tau}^{\tau_\varphi} \frac{dt}{t^{5/2}}\sin\frac{DHt}{\Phi_0}, \tag{3'}$$

$$\Delta\sigma(H) \sim \frac{e^2}{\hbar}\sqrt{\frac{eH}{\hbar c}}\begin{cases}\left(\dfrac{eHD\tau_\varphi}{\hbar c}\right)^{3/2}, & \dfrac{eHD\tau_\varphi}{\hbar c} \ll 1,\\ \text{const}, & \dfrac{eHD\tau_\varphi}{\hbar c} \gg 1.\end{cases} \tag{4'}$$

Основные свойства явления:

1. При слабых полях $\Delta\sigma \sim H^2\tau_\varphi^2$ $(H^2\tau_\varphi^{3/2})$ (большой коэффициент).
2. Выходит на «насыщение» при $\Omega_H\tau \sim (\lambda/l)(\tau/\tau_\varphi) \ll 1$, т. е. в области классически слабых полей.
3. Не зависит от угла между полем и током ($d = 3$).
4. Для пленок эффект есть только для нормального к плоскости пленки поля.
5. Знак добавки положительный (поле «помогает» проводимости).

Если измерять сопротивление полого тела (цилинр, кольцо), то такое сопротивление осциллирует как функция магнитного потока, пронизывающего полость, с периодом $\Phi_0/2 = \pi\hbar/ec$ [5]. Такой эффект Ааронова — Бома наблюдался в опытах Ю. В. и Д. Ю. Шарвиных [6].

Другой осцилляционный эффект может наблюдаться в нормальном металле, включенном в контакт с двумя сверхпроводниками S_1 и S_2 [7]. Оказывается, что благодаря андреевскому отражению электронов на границе со сверхпроводником сопротивление нормального металла чувствительно к разности фаз $\varphi = \chi_1 - \chi_2$ параметров порядка в сверхпроводниках и осциллирует с периодом π.

Дополнительные слагаемые $A_1A_2^*$ при учете электронного спина несут информацию не только о фазе электрона, но и его спиновой поляризации. Если в начальном состоянии имелась волновая функция φ_α, а в конце φ_β, то дополнительное слагаемое можно записать в виде $C = (\overset{1}{\varphi}_\alpha \overset{2}{\varphi}_\beta \overset{1*}{\varphi}_\beta \overset{2*}{\varphi}_\alpha)/2$. Если перейти к представлению суммарного момента двух частиц $\Psi_{1,\pm1} = \overset{1}{\varphi}_\pm \overset{2}{\varphi}_\pm$, $\Psi_{1,0} = (1/\sqrt{2})(\varphi_+^1\varphi_-^2 + \varphi_-^1\varphi_+^2)$, $\Psi_0 = (1/\sqrt{2}) \times (\varphi_+^1\varphi_-^2 - \varphi_-^1\varphi_+^2)$, то $C = 1/2\sum\limits_{m=-1}^{+1} |\Psi_{1m}|^2 - 1/2\,|\Psi_0|^2$.

Ψ_{1m} несет информацию о спине и затухает при наличии спин-орбитального взаимодействия за время релаксации спина τ_{s0}. Ψ_0 ответственно только за фазу и не затухает вплоть до $t\sim\tau_\varphi$. Поэтому [8,9]

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma_0}\sim-\int\limits_{\tau}^{\tau_\varphi}\frac{\lambda^{d-1}v\,dt}{(Dt)^{d/2}}\left(\frac{3}{2}e^{-t/\tau_{s0}}-\frac{1}{2}\right). \tag{5}$$

В результате, например, для $d=2$ имеем

$$\delta\sigma\sim\frac{e^2}{h}\begin{cases}-\ln\dfrac{\tau_\varphi}{\tau}, & \tau_{s0}\gg\tau_\varphi,\\ -\dfrac{3}{2}\ln\dfrac{\tau_{s0}}{\tau}+\dfrac{1}{2}\ln\dfrac{\tau_\varphi}{\tau}, & \tau_{s0}\ll\tau_\varphi,\end{cases} \tag{6}$$

откуда видно, что сильное спин-орбитальное взаимодействие, быстрая релаксация спина, приводят к изменению знака квантовой поправки, а следовательно, и к изменению знака магнетосопротивления. Зависимость знака аномального магнетосопротивления от величины поля наблюдалась в пленках меди[10]. Прямой качественный опыт может быть поставлен в кубических полупроводниках p-типа [11] (p-Ge, p-Si и т. д.). Сложная структура валентной зоны приводит к быстрой релаксации момента дырки при упругом рассеянии. Поэтому в этих веществах должно наблюдаться положительное магнетосопротивление. В деформированных кристаллах вырождение при $\mathbf{k}=0$ снято, и быстрая релаксация спина может быть выключена. Поэтому теория предсказывает в достаточно сильно деформированных кристаллах отрицательный знак магнетосопротивления. Эксперименты, поставленные до появления теории, подтверждают такое качественное предсказание[12].

Теория предсказывает также подавление квантовых поправок во внешнем поле СВЧ, которое приводит к дополнительному сбою фазы [13].

Вычисление квантовых поправок и их зависимостей от частоты, температуры, магнитного поля и спин-орбитального взаимодействия играет важную роль в построении теории локализации электронов в неупорядоченных телах [9, 14].

ЛИТЕРАТУРА

1. Горьков Л. П., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. — Письма ЖЭТФ, **1979**, т. 30, с. 248.
2. Anderson P. W., Abrahams E., Ramakrishnan T. V. — Phys. Rev. Lett., **1979**, v. 43, p. 718.
3. Thouless D. J. — Ibid, **1977**, v. 39, p. 1137.
4. Altshuler B. L., Khmel'nitzkii D. E., Larkin A. I., Lee P. A.— Phys. Rev. Ser. B, **1980**, v. 22, p. 5142.
5. Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Спивак Б. З. — Письма ЖЭТФ, **1981**, т. 33, с. 101.
6. Шарвин Д. Ю., Шарвин Ю. В. — Письма ЖЭТФ, **1981**, т. 34, с. 285.
7. Spivak B. Z., Khmel'nitskii D. E. — J. Phys. Ser. C, **1981** (in press).
8. Hikami S., Larkin A., Nagaoka Y. — Progr. Theor. Phys., **1980**, v. 63, p. 707.
9. Ефетов К. Б., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. — ЖЭТФ, **1980**, т. 79, с. 1920.
10. Gershenzon M. M., Gubankov V. — Sol. State Comm., **1981**, v. 39 (in press).
11. Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. — ЖЭТФ, **1980**, т. 81, № 2.
12. Sugiyama K. — J. Phys. Soc. Japan, **1964**, v. 19, p. 1745.
   Ионов А. Н. — Письма ЖЭТФ, **1979**, т. 29, с. 76.
13. Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskii D. E. — Sol. State Comm., **1981**, v. 39, p. 691.
14. Abrahams E., Anderson P. W., Liccardello D. C., Ramakrishnan T. V. — Phys. Rev. Lett., **1979**, v. 42, p. 673.