

**Аномальное магнетосопротивление.** В ряде веществ наблюдается значительное магнетосопротивление при  $H \ll H_0$ , знак которого может быть как положительный, так и отрицательный. Такими веществами являются, напр., ферро- и антиферромагн. металлы. Причины этого, как правило, внешне по отношению к электронам: при  $H \ll H_0$  исчезает доменная структура, уменьшается плотность *магнонов* и др.

В немагнитных проводниках аномальное М., как правило, обусловлено квантовыми эффектами в движении электронов, вклад к-рых определяется соотношением между длиной волны де Бройля электрона  $\lambda = \hbar/p$  и длиной его свободного пробега  $l$ . При  $l \gg \lambda$  (высокая концентрация примесей, высокая температура) электронные состояния становятся локализованными (см. *Андерсоновская локализация*), т. е. квантовые эффекты приводят к исчезновению проводимости. В хороших проводниках  $\lambda \ll l$  и проводимость  $\sigma$  определяется *Друде формулой*:

$$\sigma = Ne^2 l / p, \quad (1)$$

Рис. 1. Траектория электронов между точками А и В.



где  $N$  — концентрация электронов. Квантовые эффекты в этом случае приводят к малым поправкам в ф-ле Друде, к-рые, однако, существенно зависят от магн. поля  $H$ . Поправки обусловлены интерференцией электронных состояний с состояниями, «обращёнными во времени», и важны для электронных траекторий с самопересечениями (рис. 1, см. *Интерференция состояний*). Фазы, «набираемые» электронными волновыми ф-циями (в отсутствие поля  $H$ ) при прохождении электроном замкнутого участка траектории по и против часовой стрелки, равны ( $\Delta\phi = 0$ ). Поэтому интерференц. слагаемые в выражении для вероятности возврата в точку  $O$  велики, т. е. дают такой же вклад, как и классические. В итоге интерференция приводит к затруднению диффузии электрона из точки  $A$  в точку  $B$  и является причиной локализации и, следовательно, убывания  $\sigma$ , т. е. роста  $\rho$ . Можно показать, что интерференц. вклад в  $\sigma$  зависит от размерности пространства  $d$ :

$$\Delta\sigma \approx \begin{cases} (e^2/\hbar)L_\phi + \text{const}, & d=3; \\ -(e^2/\hbar) \ln(L_\phi/l), & d=2. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $L_\phi = (D\tau_\phi)^{1/2}$ , где  $D$  — коэф. диффузии электронов,  $\tau_\phi$  — время «сбоя» фазы волновой ф-ции электрона (время фазовой релаксации), в течение к-рого электронное состояние можно считать когерентным. Величина  $\tau_\phi$  определяется неупругими процессами и в общем случае не совпадает со временем релаксации энергии (короче него). Величина  $L_\phi$  имеет смысл макс. размера траекторий, на к-рых возможна интерференция состояний. Двумерная ситуация соответствует неравенству  $a < L_\phi$ , где  $a$  — толщина образца. Т. к.  $L_\phi \gg l$ , то переход от трёхмерной к двумерной ситуации и соответствующий размерный эффект квантового вклада в сопротивление возникают при  $a \gg l$ . Наиб. ярко локализац. эффекты проявляются при  $d=2$  (плёнки, *инверсионные слои*), где интерференц. вклад в  $\sigma$  растёт с ростом  $\Delta\phi$ .

**Отрицательное магнетосопротивление.** При наличии магн. поля фазы, набираемые электронными волновыми ф-циями при распространении по и против часовой стрелки, становятся различными ( $\Delta\phi \neq 0$ ). Поэтому отрицательный интерференц. вклад в проводимость  $\sigma$  уменьшается по величине, т. е.  $\sigma$  вырастает, а сопротивление  $\rho$  убывает — возникает отрицательное магнетосопротивление. В магн. поле разность фаз  $\Delta\phi$  интерферирующих волновых ф-ций становится равной  $2\Phi/\Phi_0$ , где  $\Phi$  — магн. поток, пронизывающий траекторию электрона, а  $\Phi_0 = c\hbar/2e$  — *квант магнитного потока*. Поле  $H_\phi$ , при к-ром подав-

ление интерференц. вклада становится существенным ( $\Delta\phi = 2\pi$ ), имеет порядок:

$$H_\phi \approx c\hbar/L_\phi^2 e \approx H_0 (\lambda/l) (\tau/\tau_d); \quad \tau = l/v \quad (3)$$

( $v$  — скорость электрона,  $L_\phi$  — характерная площадь траектории). Из (3) видно, что  $H_\phi \ll H_0$ . Изменения проводимости  $\sigma$  в области  $H_\phi \ll H \ll H_0$  приблизительно равны:

$$\sigma(H) - \sigma(0) = \begin{cases} (e^2/\hbar) \ln(eH/\hbar c)^{1/2}, & d=3; \\ (e^2/\hbar) \ln(eHD\tau_\phi/c\hbar), & d=2. \end{cases} \quad (4)$$

В трёхмерном случае эффект не зависит от угла между  $H$  и  $\beta$ ; в двумерном отрицат. магнетосопротивление анизотропно. Наиболее яркие проявления интерференц. эффектов — осцилляции сопротивления многосвязных образцов в магнитном поле — аналог *Ааронова — Бома эффекта* (рис. 2).

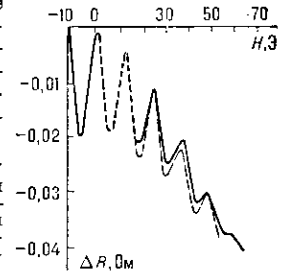


Рис. 2. Зависимость сопротивления  $R$  полого цилиндра из  $Li$  от магнитного поля  $H$ , параллельного оси цилиндра; сплошная кривая — данные эксперимента, штриховая — теоретическая.

**Влияние спиновых эффектов.** При рассеянии электрона на немагн. примесях, дефектах или поверхности образца из-за спин-орбитального взаимодействия подавляется когерентность между 2 сопряжёнными волновыми ф-циями в триплетном канале (полный спин 1), в то время как когерентность в синглетном канале (полный спин 0) сохраняется. Рассеяние на магн. примесях, приводящее к перевороту спина, подавляет когерентность в обоих каналах. Интерференц. слагаемое, соответствующее синглетному каналу, входит со знаком, противоположным бесспиновому случаю. Подавление этого вклада магн. полем соответствует аномальному положит. М. Поле  $H_\phi^+$ , характеризующее его, можно получить из оценки (3) заменой  $\tau_\phi^+ \rightarrow \tau_\phi^-$ , где  $1/\tau^+ = 1/\tau^- + 1/\tau_s$ . Здесь  $\tau_s$  — частота актов магн. рассеяния.

**Влияние энергетического спектра носителей.** К аномальному положит. М. могут привести и особенности энергетич. спектра носителей заряда. В нек-рых *полупроводниках* ( $Ge, Si, A^{111}B^V$ ) валентная зона 4-кратно вырождена в центре зоны Бриллюэна. В результате возникает 4 интерференц. вклада, каждый из к-рых характеризуется своим временем фазовой релаксации. При сильной деформации, снимающей вырождение валентной зоны, положит. аномальное М. меняется на отрицательное.

**Межэлектронное рассеяние** усложняет описанную картину. С одной стороны, межэлектронное рассеяние даёт вклад во время фазовой релаксации  $\tau_\phi$  (в ряде случаев определяющий). С др. стороны, оно является источником специфич. квантовых вкладов, чувствительных к магн. полю: взаимодействие флуктуаций плотности электронов и образование электронных пар (аналогичное сверхпроводящему спариванию). Магн. поле влияет на эти процессы по-разному. В частности, возникает М. в полях  $H \sim kT/eD$ . Появление такого масштаба обусловлено тем, что энергии двух интерферирующих электронных состояний различаются на величину порядка  $kT$ ; соответственно, скорость расфазировки порядка  $kT/\hbar$ . При учёте спиновых эффектов появляются также вклады, характеризующиеся зависимостью  $\rho$  от  $H$  при  $H = kT/g\mu_B$  ( $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  — фактор спектроскопич. расщепления).

Т. о., аномальное М. характеризуется разнообразными зависимостями от магн. поля. Исследование этих зависимостей в сочетании с изучением классич.