

ГИГАНТСКОЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПРОВОДНИКОВ

В.А.Кашин, Э.Л.Начаев

В дефектных магнитных проводниках возможно гигантское положительное магнетосопротивление из-за рассеяния носителей на магнитных моментах, образующихся в поле вокруг дефектов.

Как известно, для магнитных проводников типично гигантское отрицательное магнетосопротивление. Оно обусловлено тем, что при конечных температурах магнитное поле повышает степень магнитного порядка и тем уменьшает рассеяние носителей тока на его флуктуациях. Однако недавно было установлено, что если увеличить концентрацию носителей тока в антиферромагнитных полупроводниках EuTe и EuSe до $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, их магнетосопротивление $\Delta\rho(H)$ в парамагнитной области в малых и умеренных полях меняет знак на противоположный, становясь вновь отрицательным только в самых сильных полях [1]. Величина положительного магнетосопротивления на два порядка выше, чем в немагнитных проводниках. Поскольку EuSe уже при $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ферромагнитен [2], можно заключить, что этот эффект свойственен сильно дефектным магнитным проводникам в условиях, когда у них отсутствует спонтанный момент, безотносительно от характера их упорядочения при $T = 0$.

В настоящей работе будет показано, что гигантское положительное магнетосопротивление может быть вызвано образованием в поле вокруг дефектов магнитных моментов, очень сильно рассеивающих электроны проводимости. Рассмотрение ограничено случаем, наиболее благоприятным для проявления этого эффекта: сильно легированные антиферромагнитные полупроводники при $T = 0$. В них положительное магнетосопротивление может на два порядка превышать наблюдавшееся в [1]. (Со-

ответствующие эксперименты нельзя провести на EuTe , так как при $T \rightarrow 0$ в нем образуются ферромагнитные микрообласти с повышенной концентрацией электронов проводимости [3]).

Косвенный обмен через электроны проводимости стремится установить ферромагнитное упорядочение. Однако при повышении концентрации носителей n в антиферромагнитном полупроводнике спонтанная намагниченность появляется лишь после достижения некоторого значения n_A . Тем не менее, тенденция электронов установить ферромагнитный порядок проявляется и при $n < n_A$, когда кристалл помещен в магнитное поле: они увеличивают индуцированную этим полем намагниченность. Если принять во внимание, что из-за хаотичности расположения ионизованных доноров плотность электронов проводимости распределена по кристаллу неравномерно, то и намагниченность кристалла окажется неравномерной. Она максимальна в окрестности доноров, где электронная плотность максимальна, и минимальна вдали от них. Таким образом, поле приводит к появлению нового механизма рассеяния носителей тока — на пространственных флуктуациях намагниченности.

С другой стороны, поле, вызывая поляризацию электронов по спину, увеличивает их кинетическую энергию, что приводит к ослаблению их рассеяния электростатическим потенциалом дефектов [4]. Эффект существенен уже в относительно малых полях из-за сильного обменного взаимодействия электронов с моментом кристалла, наведенным этим полем. Оно эквивалентно воздействию на спины электронов эффективного поля кристалла, превышающего вызвавшее его внешнее поле в $\sim AS/T_N$, то есть в $10^2 - 10^3$, раз (A — интеграл s - d -обмена, S — спин магнитного атома, T_N — температура Нееля беспримесного кристалла). Рассеяние на флуктуациях намагниченности существенно только при n , достаточно близких к n_A , в то время как поляризация электронов по спину происходит при любых n . Поэтому при малых n магнетосопротивление всегда отрицательно, причем это не связано с ростом магнитного порядка. Положительным же оно становится при приближении к n_A , если поле меньше поля схлопывания подрешеток H_F . Если оно больше, то флуктуации намагниченности при $T = 0$ исчезают, и магнетосопротивление при $H \rightarrow \infty$ отрицательно для всех n .

Чтобы убедиться в возможности положительного магнетосопротивления, достаточно рассмотреть случай полей $H > H_p = H_F \mu / AS$, при которых электроны проводимости полностью поляризованы по спину (в типичных условиях фермиевская энергия μ меньше энергии s - d -обмена AS). Поле дефекта ϕ_q вызывает появление эффективного поля $\tilde{\phi}_q$, действующего на электрон

$$\tilde{\phi}_q = [1/\epsilon(q)]\phi_q - \frac{AS}{2} m_q, \quad m_q = \frac{AS}{2T_N} n_q a^3, \quad (1)$$

где n_q — наведенная полем флуктуация электронной плотности

$$n_q = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon^2} \left[1 - \frac{\epsilon_0}{\epsilon(q)} \right] \phi_q. \quad (2)$$

Связь между фурье-компонентами относительной намагниченности m_q и электронной плотности n_q установлена в [4] для случая полупроводника, ширина зоны проводимости которого много больше AS (a – постоянная решетки, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость беспримесного кристалла).

Вычисление диэлектрической проницаемости $\epsilon(q)$ производится варьированием по электронной плотности $n(r)$ квазиклассического выражения для энергии системы:

$$E = \frac{3}{5}\mu \int \frac{n^{5/3}(r)}{n^{2/3}} dr + \frac{e^2}{2\epsilon_0} \int \frac{[n(r) - n][n(r') - n]}{|r - r'|} dr dr' - \frac{1}{4a^3 T_N} \int \left[\frac{AS}{2} n(r) a^3 + HS \right]^2 dr + \frac{1}{\epsilon_0} \int \phi(r) n(r) dr \quad (3)$$

($\mu = (6\pi^2 n)^{2/3} / 2m$, поле H в энергетических единицах, n – средняя концентрация, $T_N = |J|S$, где J – интеграл обмена между магнитными атомами). В результате него устанавливается зависимость между n_q и ϕ_q , и с использованием (2) получается:

$$\frac{\epsilon(q)}{\epsilon_0} = 1 + \frac{\lambda^2}{q^2}, \quad \lambda^2 = \lambda_0^2 \left[1 - \left(\frac{n}{4n_A} \right)^{1/3} \right]^{-1}, \quad \lambda_0^2 = \frac{6\pi e^2 n}{\epsilon_0 \mu} \quad (4)$$

$$n_A a^3 = (3\pi^2)^2 \left(\frac{8}{3} \frac{T_N}{A^2 S^2 m a^2} \right)^3.$$

Пользуясь (1, 2, 4) в борновском приближении с логарифмической точностью получаем для магнетосопротивления:

$$\frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)} = 2^{-1} \left[1 - \left(\frac{n}{4n_A} \right)^{1/3} \right]^{-2} - 1 \quad (5)$$

Как видно из (5) при $H > H_p$ магнетосопротивление как функция поля достигает насыщения. При $n \ll n_A$ оно отрицательно (поле уменьшает ρ вдвое [4]). Начиная со значения $n_c = 4(1 - 2^{-1/3})^3 n_A \approx 0,1 n_A$ оно становится положительным, и при приближении n к n_A достигает значения, превышающего $\rho(0)$ в 2,7 раз. При $T = 0$ с увеличением поля до H_{cF} магнетосопротивление скачком становится отрицательным ($\rho(H) / \rho(0) \approx 1/2$ для всех n).

В полях $H \ll H_p$ поведение магнетосопротивления оказывается более сложным, так как рассеяние носителей из менее заполненной зоны ослабляется из-за появления намагниченности (второй член в (1) входит с противоположным знаком). За счет этого в интервале концентраций $[0,77n_A, n_A]$ магнетосопротивление при $H \ll H_p$ отрицательно, и становится положительным лишь при более сильных полях. Оно опять ме-

няет знак при $H > H_F$. При остальных концентрациях знак магнетосопротивления при $H < H_F$ от H зависеть не должен. Согласно (4), при $AS = 0,5$ эв, $T_N = 25$ К, $a = 3 \cdot 10^{-8}$ см, $m = 10^{-27}$ г, $n_A = 3,2 \cdot 10^{20}$ см⁻³.

Поступила в редакцию
2 декабря 1974 г.

Литература

- [1] Y. Shapira, R.L. Kautz, T.B. Reed. Phys. Lett., 47A, 39, 1974.
 - [2] З.Метфессель, Д.Маттис. Магнитные полупроводники, изд. Мир, 1972.
 - [3] Э.Л.Нагаев. Письма в ЖЭТФ, 16, 558, 1972; В.А.Кашин, Э.Л.Нагаев. ЖЭТФ, 66, 2105, 1974; J. Vitins, P. Wachter. Sol. Stat. Comm., 13, 1273, 1973.
 - [4] Э.Л.Нагаев. ФТТ, 14, 773, 1972; Э.Л.Нагаев. ФТТ, 12, 2137, 1970.
-