

- [1] Levine D., Lubensky T.C., Ostlund S., Ramaswamy S., Steinhardt P.J. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 14. P. 1520–1523.
- [2] Socolar J.E.S., Lubensky T.C., Steinhardt P.J. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 5. P. 3345–3360.
- [3] Lubensky T.C., Ramaswamy S., Toner J. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 11. P. 7715–7719.
- [4] Kleman M., Gefen Y., Pavlovich A. // Europhys. Lett. 1986. V. 1. N 2. P. 61–69.
- [5] Boshung J., Tebin H.R. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 1. P. 2277–2280.
- [6] Zhang Z., Urban K. // Phil. Mag. Lett. 1989. V. 60. N 3. P. 97–102.
- [7] Ovid'ko I.A. // Z. Phys. B. 1989. V. 77. N 3. P. 409–412.
- [8] Hatwalne Y., Krishnamurthy H.R., Pandit R., Ramaswamy S. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 23. P. 2699–2702.
- [9] Овидько И.А. Дефекты в конденсированных средах: стеклах, кристаллах, квазикристаллах, жидких кристаллах, магнетиках, сверхтекучих жидкостях. Л.: Знание, 1991. 248 с.
- [10] Ovid'ko I.A. // Mater. Sci. Eng. A. 1992. V. 154. N 1. P. 29–33; 1993. V. 160. N 2. P. L1–L3; 1993. V. 163. N 1. P. 67–72.
- [11] Kleman M., Sommers Ch. // Acta Metall. Mater. 1991. V. 39. N 3. P. 287–293.
- [12] Janssen T. // Phys. Rep. 1988. V. 168. N 2. P. 55–113.
- [13] Rivier N., Lawrence A.J.A. // Physica B. 1988. V. 150. N 2. P. 190–202.
- [14] Gratias D., Thalal A. // Phil. Mag. Lett. 1988. V. 57. N 2. P. 63–68.
- [15] Кайбышев О.А., Валиев Р.З. Границы зерен и свойства металлов. М.: Металлургия, 1987. 214 с.

Институт проблем машиноведения РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
22 декабря 1993 г.

УДК 548:537.611.44

© Физика твердого тела, том 36, № 12, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 12, 1994

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАКРЕПЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ НА МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ТОНКОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО СЛОЯ

Ю.И.Маньков

В последнее время большое внимание уделяется исследованию эффекта гигантского магнетосопротивления, который наблюдается в многослойных структурах ферромагнетик–неферромагнитный металл при антеферромагнитном взаимодействии между ферромагнитными слоями (см., например, обзор [1]). Эти исследования стимулировали изучение электрических свойств ферромагнетиков с неоднородностями иной природы. Хорошо известно, что заметное магнетосопротивление, обусловленное намагничиванием в слабом магнитном поле, наблюдается в многодоменном металлическом ферромагнетике при низкой температуре [2,3] (см. также ссылки в [3]). Распределение намагниченности, неоднородное по толщине образца, может возникнуть в ферромагнетике с поверхностной анизотропией [4]. Часть электронов в таком материале захватывается неоднородным полем магнитной индукции \mathbf{B} и движется инфинитно вдоль поверхности слоя [5]. Эта особенность динамики захваченных электронов приводит к модификации

статического скин-эффекта в массивных образцах, а также дает вклад в их магнетосопротивление [6]. В ферромагнитных полупроводниках с поверхностной анизотропией предсказан резонанс на частоте захваченных электронов [7].

В данной работе рассматривается тонкий слой металлического ферромагнетика, толщина которого $d \ll l \ll r$, где l — длина свободного пробега электрона, обусловленная объемным рассеиванием, r — циклотронный радиус электронов проводимости в поле индукции $B \approx 4\pi M$ ($B \equiv |\mathbf{B}|$). Вектор намагниченности \mathbf{M} ($M \equiv |\mathbf{M}|$) закреплен на одной из поверхностей слоя в плоскости образца, а на другой — свободен. Во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , приложенном вдоль оси z и против закрепленного на поверхности вектора \mathbf{M} , возникает неоднородное по толщине образца распределение намагниченности [4]:

$$M_z/M = -1 + 2k^2 \operatorname{sn} \left[(h/\alpha)^{1/2} y \right], \quad h \geq h_u,$$

$$M_z/M = -1, \quad h \leq h_u. \quad (1)$$

За начало отсчета по оси y , нормальной к плоскости слоя, выбрана его поверхность с закреплением \mathbf{M} . Ось x лежит в плоскости образца, α — постоянная обмена, k — модуль эллиптического интеграла; $h = H/M \ll 4\pi$, $H \equiv |\mathbf{H}|$, $M_y = 0$, $M_x^2 + M_z^2 = M^2$. Когда $h \gg h_u = (\pi/2)\alpha/d^2$, поворот вектора намагниченности происходит, в основном, в узкой области вблизи поверхности с закреплением \mathbf{M} (при $\alpha = 10^{-16} \text{ м}^2$, $d = 10^{-7} \text{ м}$, $h_u \sim 10^{-2}$). Ширина этой области

$$2\delta = (2\alpha/h)^{1/2}. \quad (2)$$

Часть электронов захватывается неоднородным полем магнитной индукции, их движение в направлении оси y ограничено областью $\sim \delta$, а в плоскости xy является почти свободным. Захваченные электроны движутся без столкновения с поверхностью образца и могут определять зависимость электросопротивления ферромагнитного слоя от внешнего магнитного поля.

Электропроводность ферромагнитного слоя вычислялась методом Кубо. Предполагая рассеивание электронов на границах слоя диффузным, в результате вычислений, аналогичных проделанным в [6], для элемента тензора проводимости σ_{xx} имеем

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \left(\frac{d}{l} \ln \sqrt{ar/d} + C \frac{\delta}{d} \sqrt{\delta/R} \right). \quad (3)$$

Здесь σ_0 — удельная электропроводность массивного образца при $B = 0$; $a \sim 1$; $R, l \gg d \gg \delta$. Первое слагаемое в (3) описывает проводимость однородного слоя [8], второе слагаемое обусловлено захваченными электронами. В (3) $R = v_x m_y c / eB$, где e , v_x и m_y соответственно заряд электрона, компонента его скорости и эффективная масса ($i = x, y, z$). Величина R определяется радиусом кривизны поверхности Ферми в точке $v_x = v_F$, где v_F — фермиевская скорость. В том случае, когда поверхность Ферми — сфера, $r = R$. Второе слагаемое в (3)

пропорционально числу захваченных электронов. Действительно, отношение δ/d и множитель $\sqrt{\delta/R}$ определяют соответственно долю этих электронов в координатном пространстве и участок поверхности Ферми, занятый ими. Относительно величины последнего можно получить простую оценку, заметив, что корню $\sqrt{\delta/R}$ пропорционально изменение компоненты импульса электрона p_y при его движении в плоской области толщиной δ по круговой траектории радиуса R . Коэффициент C не зависит от внешнего магнитного поля, величина его определяется формой поверхности Ферми и ориентацией этой поверхности относительно осей координат p_i в импульсном пространстве. Полагаем, что главные оси симметрии поверхности Ферми совпадают с p_i , и ограничиваемся пределом $m_x \ll m_z$. Для эллипсоидальной поверхности Ферми $C \approx (3/2)(m_y/m_x)^{1/2}$. Влияние захваченных электронов на элементы σ_{yy} и σ_{zz} значительно уступает тому вкладу, который они вносят в σ_{xx} . Так, если

$$\delta \gg (1/C)^{2/3} R^{1/3} \left[(d^2/l) \ln \sqrt{ra/d} \right]^{2/3}, \quad (4)$$

то проводимость слоя определяется захваченными электронами:

$$\sigma_{xx} \approx \sigma_0 C \frac{1}{d\sqrt{R}} \left(\frac{\alpha}{2h} \right)^{3/4}. \quad (5)$$

В этом случае σ_{xx} довольно сильно зависит от магнитного поля, что является следствием зависимости от H числа захваченных электронов.

Магнетосопротивление ферромагнитного слоя мы будем характеризовать параметром $P = \rho_{xx}(h)\rho_{xx}(0)$, где при указанных выше соотношениях между l , R и d в соответствии с [8] $\rho_{xx} = 1/\sigma_{xx}$. Если выполнено условие (4) и $h \gg h_u$, то из (3) и (5) следует

$$P = \frac{1}{C} \frac{d^2 \sqrt{R}}{l} \left(\frac{2h}{\alpha} \right)^{3/4} \ln \sqrt{ra/d}. \quad (6)$$

Главным эффектом, который описывает это выражение, является заметное уменьшение сопротивления ($P \ll 1$) ферромагнитного слоя, обусловленное появлением захваченных электронов в результате формирования неоднородного распределения намагниченности при $h > h_u$. По мере увеличения магнитного поля ширина области, где происходит разворот намагниченности, уменьшается. Соответственно уменьшается и число захваченных электронов, в результате чего с ростом h , согласно (6), увеличивается сопротивление образца.

Приведенные выше результаты получены для изотропного ферромагнетика. Однако они легко могут быть обобщены на случай одноосного ферромагнетика с легкой осью вдоль Oz . Если распределение намагниченности в образце однородно при $H = 0$, то достаточно во всех формулах для δ , σ_{xx} и P заменить h на $h_{\pm} = \beta \pm h$, где β — константа анизотропии. Знак плюс пишем, когда \mathbf{H} параллельно Oz , а знак минус — при \mathbf{H} антипараллельно Oz ($h_{\pm} \gg h_u$). Вместе с тем в одноосном ферромагнетике распределение намагниченности неоднородное

по толщине образца может существовать и при $H = 0$. В этом случае δ определяется выражением (2), в котором h следует заменить на β . Соответственно изменяется и выражение для проводимости σ_{xx} при $H = 0$. В результате, если условие (4) удовлетворяется как для $\delta(\beta)$, так и для $\delta(h_{\pm})$, отношение сопротивлений $P_{\pm} = \rho_{xx}(h_{\pm})/\rho_{xx}(\beta)$ определяется простым выражением

$$P_{\pm} \approx (1 \pm h/\beta)^{3/4}, \quad (7)$$

которое, в частности, описывает (P_{-}) уменьшение сопротивления с ростом величины магнитного поля. При изменении h в пределах, превышающих β , в одноосном образце должен наблюдаться гистерезис.

Таким образом, в ферромагнетике с поверхностным закреплением магнитного момента следует ожидать большого изменения сопротивления во внешнем магнитном поле. Эффект обусловлен зависимостью числа электронов, захваченных неоднородным по толщине образца полем магнитной индукции, от величины внешнего магнитного поля. При $d = 10^{-7}$, $l = 10^{-5}$, $R \sim r = 10^{-4}$ и $1/C \approx 0.1$ из (6) следует, что $P \approx 5h^{3/4}$. Значение длины свободного пробега электрона l , использованное при оценке, не является предельным для чистых кристаллов, тем не менее для обнаружения эффекта требуется проведение измерений при низкой температуре.

Работа выполнена при поддержке Красноярского краевого фонда науки (грант 2F0105).

Список литературы

- [1] Camley R.E., Stamps R.L. // J/ Phys.: Condens Matter. 1993. V. 5. N 23. P. 3727–3786.
- [2] Семенко Е.Е., Судовцев А.М. // ЖЭТФ. Т. 47. № 2. С. 486–493.
- [3] Zakharov Yi.V., Mankov Yu.I., Titov L.S. // J. Phys. 1991. V. 1. N 5. P. 759–764.
- [4] Aharoni A., Frei E.H., Shtrikman S. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 12. P. 1956–1961.
- [5] Маньков Ю.И. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 8. С. 2508–2510.
- [6] Маньков Ю.И. // ФММ. 1989. Т. 68. № 4. С. 640–647.
- [7] Маньков Ю.И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 1208–1215.
- [8] Азбель М.Я. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. № 4. С. 1262–1270.

Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН
Красноярск

Поступило в Редакцию
28 апреля 1994 г.