Отрицательное магнетосопротивление монокристаллических „усов“ железа в процессе перемагничивания

© Ю.В. Захаров, Л.С. Титов*

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
660036 Красноярск, Россия
* Красноярский государственный университет,
660062 Красноярск, Россия

(Поступила в Редакцию 5 июня 2003 г.)

Теоретически исследовано изменение низкотемпературного сопротивления монокристаллических „усов“ железа в процессе перемагничивания из однодоменного состояния в состояние с плоскопараллельной доменной структурой. Расчет магнетосопротивления по формуле Кубо, выполненный с учетом изменения траекторий движения электронов проводимости в поле магнитной индукции доменов, позволил получить отрицательное сопротивление величиной $\sim 45\%$, т.е. того же порядка, что и в эксперименте Изина и Колемана.

В недавних работах [1,2] была вновь предпринята попытка объяснить эффект отрицательного магнетосопротивления (до -20%) в чистых поликристаллах железа [3] рассеянием на доменных границах. Как и в ряде ранних работ [4], теоретические результаты оказались на порядки меньше наблюдавшихся в эксперименте.

Нами было показано [5,6], что этот эффект обусловлен изменением траекторий движения электронов в поле магнитной индукции вблизи доменной границы. Учет трехдоменных состояний электронов, траектории движения которых охватывают узкий домен, позволил получить эффект отрицательного магнетосопротивления величиной до -22%. Покажем, что наш подход позволяет объяснить отрицательное магнетосопротивление не только поликристаллов железа [3], но и монокристаллических тонких „усов“ железа [7].

Впервые эффект уменьшения электросопротивления ферромагнитного образца при его намагничивании поперечным полем был обнаружен в экспериментах Семененко и Судовцова [3] на поликристалле железа при 4.2 K (уменьшение на 20%) и Изина и Колемана [7] на монокристалле — „усе“ железа (до -60%). Теоретическое объяснение экспериментов [3] получено нами в работе [6] и состоит в следующем. В процессе намагничивания образца с исходной плоскопараллельной доменной структурой при смещении доменных границ меняются траектории движения электронов проводимости в поле магнитной индукции доменов, возникает размерный эффект, когда ширина уменьшающегося домена $2d$ сравнивается с циклотронным диаметром $2R$, и появляется новый тип электронных состояний, классическая траектория которых охватывает три домена. Вклад других механизмов влияния доменной структуры на электропроводность ферромагнитных металлов оказывается пренебрежимо малым. Расчет проводимости, выполненный в [6] с учетом одно-, двух- и трехдоменных состояний электронов, позволил получить количественное согласие с экспериментом [3].

Однако ситуация, имевшая место в экспериментах Изина и Колемана, не была рассмотрена и соответственно не было дано объяснения столь большого отрицательного магнетосопротивления, которое наблюдалось в [7]. Детальные экспериментальные исследования доменных структур монокристаллических „усов“ железа при перемагничивании образцов поперечным полем выполнили Колеман и Скотт [8]. Они привели результаты порошковых наблюдений, показывающих, что в начальном состоянии образцы близки к однодоменным, а при перемагничивании поперечным полем в них возникают и развиваются сквозные доменные структуры „кинжального“ и плоскопараллельного типа в полях до 2 kOe. Именно в этих полях Изин и Колеман наблюдали максимальные значения отрицательного магнетосопротивления.

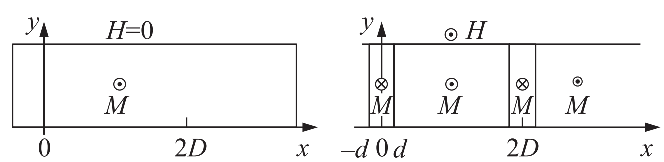

Рис. 1. Возникновение доменной структуры в процессе перемагничивания однодоменного образца (модель по эксперименту [8]).

Для объяснения результатов [7] мы рассмотрели магнетосопротивление многодоменного образца с исходным однодоменным состоянием, в котором в процессе перемагничивания возникают узкие плоскопараллельные домены (рис. 1). В этой модели была получена зависимость магнетосопротивления от поперечной намагниченности M, относительная величина которой определяется шириной возникших доменов при периоде доменной структуры, равном $2D$.

Расчет осуществлялся с помощью формулы Кубо для проводимости компенсированного металла в τ-приближении [6]

$$\sigma_{ij} = -e^2 \int d\Gamma \frac{\partial f_F}{\partial \varepsilon} \int_0^\infty \langle v_i(t')v_j(t'-t)\rangle_{t'} \exp(-t/\tau)dt. \tag{1}$$

Поскольку корреляторы скоростей отличаются для различных типов состояний, интегрирование по сфере Ферми разбивается на интегрирование по участкам, занятым различными электронными состояниями. Это разбиение меняется с изменением координаты x. Области, занимаемые различными электронными состояниями, определяются из связи между каноническим и кинематическим импульсами и условиями достижения или недостижения классическими электронными траекториями доменных границ. Удается аналитически вычислить средние значения корреляторов скоростей одно-, двух- и трехдоменных состояний и провести интегрирование, учитывающее столкновения. Проводимость поперек возникших доменов (вдоль „уса“) тогда можно преобразовать при $0 \leqslant x \leqslant 2D$ к виду

$$\sigma_{xx}(x) = \frac{\sigma_0}{1+s^2}\big[1 + \Delta_3(x) + \Delta_3(2D - x) + \Delta_2(x + d) + \Delta_2(|x - d|) + \Delta_2(2D + d - x) + \Delta_2(|2D - d - x|)\big], \tag{2}$$

где $s = \tau\omega$ (ω — циклотронная частота в поле индукции домена). Величины $\Delta_2(x)$ и $\Delta_3(x)$ — дополнительные (по сравнению с однодоменными) вклады в проводимость от двухдоменных и трехдоменных состояний, локализованных соответственно на границах и узких доменах. Они представляют собой интегралы по участку поверхности Ферми, занятому электронами проводимости в соответствующих состояниях. Для случая $d < R < D/2$ величина $\Delta_2(x)$ есть дополнительный вклад от двухдоменных состояний, усеченный наличием трехдоменных состояний

$$\Delta\sigma_2(x) = \begin{cases} \frac{1}{\pi}\int\limits_{\varphi_2}^{\pi} F_2(\alpha)d\varphi, & 0 < x < 2d, \\ 0, & 2d < x. \end{cases} \tag{3}$$

Здесь

$$F_2(\alpha) = \frac{s^2}{1+s^2}\,\frac{2\cos^2\alpha\,\mathrm{th}(\alpha/s)}{\alpha} - \frac{1+3s^2}{1+s^2}\,\frac{\sin\alpha\cos\alpha}{\alpha}. \tag{4}$$

Связь между α и φ задана уравнением $\cos\varphi + \cos\alpha = -x/R$, поскольку выражение записано для границы, расположенной при $x = 0$, а расстояние x до нее предполагается положительным. Угол $\varphi_2 = \arccos\big((2d - x)/R - 1\big)$.

Выражение, определяющее $\Delta\sigma_3(x)$ от домена с центром при $x = 0$, при произвольном положительном x имеет вид

$$\Delta\sigma_3(x) = \begin{cases} \frac{1}{\pi}\int\limits_{\varphi_3}^{\varphi_4} F_3(\alpha,\beta)d\varphi, & 0 < x < d + 2R, \\ 0, & d + 2R < x. \end{cases} \tag{5}$$

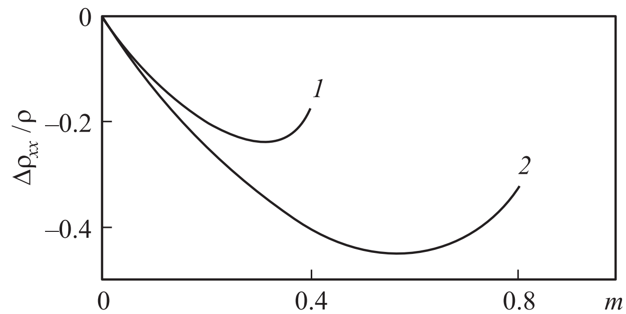

Рис. 2. Магнетосопротивление однодоменного образца в процессе поперечного перемагничивания при $2R/D = 0.4$ (*1*) и 0.8 (*2*) для $s = 10$.

Подынтегральная функция

$$F_3(\alpha,\beta) = \frac{1+3s^2}{\theta(1+s^2)}\cos\theta\sin(\theta - 2\alpha) + \frac{4s^3}{\theta(1+s^2)\,\mathrm{sh}(2\theta/s)}\Big[\cos^2\alpha\,\mathrm{sh}(\alpha/s)\,\mathrm{sh}\big((2\theta-\alpha)/s\big) + \cos^2\beta\,\mathrm{sh}(\beta/s)\,\mathrm{sh}\big((2\theta-\beta)/s\big) + 2\cos\alpha\cos\beta\,\mathrm{sh}(\alpha/s)\,\mathrm{sh}(\beta/s)\Big]. \tag{6}$$

Пределы интегрирования φ_3, φ_4 зависят от области определения x. Так, для $0 < x < d$ имеем $\varphi_3 = \arccos\big((x-d)/R + 1\big)$, $\varphi_4 = \arccos\big((x+d)/R - 1\big)$. При $d < x < 3d$ углы $\varphi_3 = \arccos\big(1 - (x-d)/R\big)$, $\varphi_4 = \arccos\big((3d - x)/R - 1\big)$. При $3d < x < d + 2R$ углы $\varphi_3 = \arccos\big(1 - (x-d)/R\big)$, $\varphi_4 = \pi$. Соотношения, определяющие связь α, β и φ, имеют следующий вид:

$$\cos\varphi + \cos\alpha = -|(x-d)|/R, \quad \cos\beta + \cos\alpha = -2d/R. \tag{7}$$

Далее численно проводился расчет магнетосопротивления

$$\Delta\rho/\rho = \big[\rho(m) - \rho_0\big]/\rho_0, \tag{8}$$

где $\rho(m) = \int\limits_0^D \big(1/\sigma(x)\big)dx$ — сопротивление при относительной поперечной намагниченности $m = M/M_0$, ρ_0 — сопротивление в начальном состоянии. Поскольку начальное состояние, по отношению к которому рассчитывается величина магнетосопротивления, является однодоменным и, следовательно, обладает более высоким сопротивлением, чем состояние с периодической доменной структурой, отрицательный минимум магнетосопротивления для однодоменного образца становится глубже. На рис. 2 представлены полученные нами кривые магнетосопротивления для двух значений отношения $2R/D$. Так, при $2R/D = 0.8$ глубина минимума магнетосопротивления достигает значения −45%.

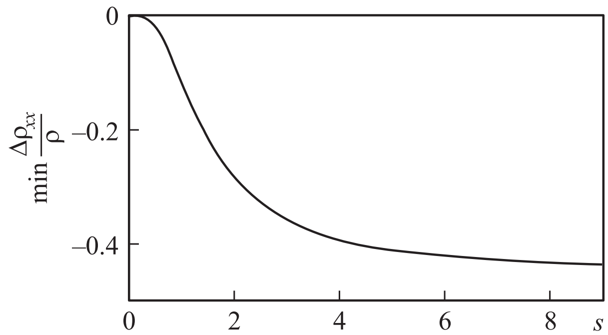

Рис. 3. Глубина минимума отрицательного магнетосопротивления в процессе поперечного перемагничивания однодоменного образца в зависимости от l/R при $2R/D = 0.8$.

Приведенные выше выражения для проводимости позволяют также рассчитать магнетосопротивление в зависимости от величины $s = \tau\omega = l/R$ (l — длина свободного пробега электронов в металле). Глубина минимума магнетосопротивления наиболее резко изменяется при отношении длины свободного пробега к циклотронному радиусу $l/R \sim 1-2$. Типичная зависимость глубины минимума магнетосопротивления приведена на рис. 3. При больших значениях l/R достигается насыщение. Этот результат показывает, что для наблюдения эффекта отрицательного магнетосопротивления, обусловленного изменением траекторий электронов, достаточно иметь образцы с отношением $l/R \gtrsim 1$.

Полученная нами величина отрицательного магнетосопротивления (-45%) не совпадает с экспериментальными данными Изина и Колемана (-60%). Это может быть объяснено тем, что при таком перемагничивании с возникающей узкой „кинжальной“ доменной структурой ($2R/D > 1$) необходимо учитывать появление пятидоменных и следующих полидоменных электронных состояний.

Авторы признательны Ю.И. Манькову и С.Г. Овчинникову за проявленный интерес к работе.

Список литературы

[1] J.B.A.N. Van Hoof, K.M. Schep, P.J. Kelly, G.E.W. Bauer. J. Magn. Magn. Mater. **177**–**181**, 188 (1998).
[2] G. Tatara, H. Fukuyama. Phys. Rev. Lett. **78**, 3773 (1997).
[3] А.И. Судовцов, Е.Е. Семененко. ЖЭТФ **35**, 305 (1958); **47**, 486 (1964).
[4] G.G. Cabrera, L.M. Falicov. Phys. Stat. Sol. (b) **61**, 539 (1974); **62**, 217 (1974).
[5] Yu.V. Zakharov, Yu.I. Mankov, L.S. Titov. J. Magn. Magn. Mater. **54**–**57**, 1549 (1986).
[6] Ю.В. Захаров, Ю.И. Маньков, Л.С. Титов. ФНТ **12**, 408 (1986).
[7] A. Isin, R.V. Coleman. Phys. Rev. **137A**, 1609 (1965); **142**, 372 (1966).
[8] R.V. Coleman, G.G. Scott. Phys. Rev. **107**, 1276 (1957).