

ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОЙ МИКРОСТРУКТУРЫ АМОРФНЫХ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ СО СЛУЧАЙНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ: ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Р.С.Исхаков, С.В.Комогорцев, Ж.М.Мороз⁺, Е.Е.Шалыгина*

Институт физики им. Л.В.Киренского Сибирского отделения РАН
660036 Красноярск, Россия

⁺ Красноярский филиал Сибирского университета путей сообщения
660028 Красноярск, Россия

* Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 октября 2000 г.

Проведено экспериментальное определение (прямое и косвенное) характеристик магнитной микроструктуры – ферромагнитный корреляционный радиус R_f , среднеквадратичная флуктуация средней анизотропии в этой области $D^{1/2}\langle H_a \rangle$ – аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков со случайной анизотропией, характеризующейся величинами R_c , $D^{1/2}H_a$, соответственно. На кривых намагничивания аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков обнаружена зависимость от H , обусловленная ориентацией по полю намагниченностей магнитных блоков.

PACS: 75.30.Gw, 75.50.Kj, 75.60.-d

1. Ферромагнитные аморфные и нанокристаллические сплавы представляют собой ансамбль связанных обменным взаимодействием кластеров либо зерен (размером $2R_c$), легкие оси которых ориентированы случайным образом. В приближении сплошной среды такая система описывается плотностью внутренней энергии вида

$$U = \frac{1}{2}\alpha(\nabla M)^2 - \frac{1}{2}\beta(Ml)^2 - HM, \quad (1)$$

где намагниченность M характеризуется постоянной величиной M_s , параметр обмена $\alpha = 2A/M_s^2$ определяется константой обменного взаимодействия A , параметр $\beta = H_a/M_s = 2K/M_s^2$ – константой локальной анизотропии K , l – орт легкой оси этой анизотропии, H – внешнее магнитное поле.

Известно, что ориентационная неоднородность магнитной анизотропии любой природы (кристаллографической, упругой и т.д.) приводит к тому, что в ферромагнетике возникает неоднородное состояние ориентации магнитного момента $M(\mathbf{x})$ [1–10], названное в [1, 3] стохастической магнитной структурой (СМС). Характеристики СМС определяются соотношением трех характерных полей: внешнего поля H , обменного поля $H_{ex} = 2A/M_s R_c^2$ и среднеквадратичной флуктуацией поля локальной анизотропии $D^{1/2}H_a$, где D – симметричный коэффициент, имеющий значение 1/15 для одноосной анизотропии [4]. В случае больших зерен, удовлетворяющих неравенству

$$R_c \geq D^{-1/4}(A/K)^{1/2}, \quad H_{ex} \leq D^{1/2}H_a, \quad (2)$$

корреляционные свойства неоднородного состояния ориентации M всегда повторяют корреляционные свойства флуктуаций локальной анизотропии. Здесь справед-

ливо приближение обменно-невзаимодействующих кристаллитов, которое, начиная с работ [11, 12], использовалось при расчете закона приближения намагниченности к насыщению:

$$\Delta M/M_s = (\sqrt{D}H_a/H)^2, \quad H > D^{1/2}H_a. \quad (3)$$

Для аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков реализуется другое неравенство:

$$R_c < D^{-1/4}(A/K)^{1/2}, \quad H_{ex} > D^{1/2}H_a, \quad (4)$$

при выполнении которого корреляционные свойства СМС принципиально отличаются (в области полей $H < H_{ex}$) от корреляционных свойств локальной анизотропии: отклонения намагниченности $M(\mathbf{x})$ от направления внешнего поля здесь скоррелированы в пространстве в виде статической волны с характерной длиной $R_H = (2A/MH)^{1/2}$. Указанные изменения корреляционных свойств СМС в окрестности поля H_{ex} приводят к изменению закона приближения намагниченности к насыщению. Для трехмерных и изотропных неоднородностей анизотропии получено [4, 7–9]:

$$\Delta M/M_s = (D^{1/2}H_a/H_{ex})^2(H_{ex}/H)^{1/2} = (D^{1/2}H_a/H_{ex})^2(R_H/R_c),$$

$$H < H_{ex} \text{ или } R_H > R_c, \quad (5)$$

для анизотропных и низкомерных неоднородностей зависимость от H может быть иной [6, 7, 13–16].

Однако при дальнейшем понижении поля ($H \ll H_{ex}$) ситуация существенно изменится. Дело в том, что в малых полях в магнитной системе аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков проявляется хорошо известный эффект Имри и Ма [17], заключающийся в неустойчивости ферромагнитного состояния по отношению к действию случайно ориентированной локальной магнитной анизотропии. В этом случае ферромагнитный порядок реализуется на характерных корреляционных длинах $R_f = R_c(H_{ex}/D^{1/2}H_a)^2$ [5, 10], так что магнитная структура таких материалов может быть описана ансамблем слабосвязанных магнитных блоков (см. рис.1). Размер блока равен $2R_f$, средняя анизотропия в блоке $\langle K \rangle = K/N^{1/2} = K(R_c/R_f)^{3/2}$, орт этой анизотропии \mathbf{n} ориентирован случайным образом. В приближении сплошной среды такая система может быть описана плотностью внутренней энергии следующего вида:

$$U = -\frac{1}{2}\beta^e(\mathbf{Mn})^2 - \mathbf{HM}, \quad (1')$$

где параметр $\beta^e = \langle H_a \rangle / M = 2\langle K \rangle / M^2$ определяется константой средней анизотропии $\langle K \rangle$ в магнитном блоке. В нулевом поле намагниченность магнитного блока ориентируется вдоль орта \mathbf{n} . Следовательно, здесь корреляционные свойства неоднородной ориентации $M(\mathbf{x})$ опять полностью повторяют корреляционные свойства теперь уже флуктуаций средней анизотропии $\langle K \rangle$. Последнее означает, что в области малых полей кривая намагничивания должна описываться модифицированной зависимостью (3):

$$\Delta M/M_s = (D^{1/2}\langle H_a \rangle / H)^2 = (R_H/R_f)^4, \quad H > D^{1/2}\langle H_a \rangle \text{ или } R_H < R_f. \quad (3')$$

В то же время выражение (5) вследствие определения характеристик системы магнитных блоков (R_f , $D^{1/2}\langle H_a \rangle$) через характеристики системы зерен (R_c , $D^{1/2}H_a$)

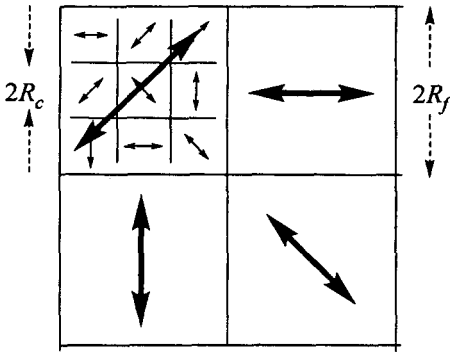


Рис.1. Схематическое представление ферромагнетика со случайной анизотропией. Малые стрелки показывают случайную ориентацию локальной магнитной анизотропии $I(\mathbf{x})$, большие — случайную ориентацию средней анизотропии магнитного блока $\mathbf{n}(\mathbf{x})$

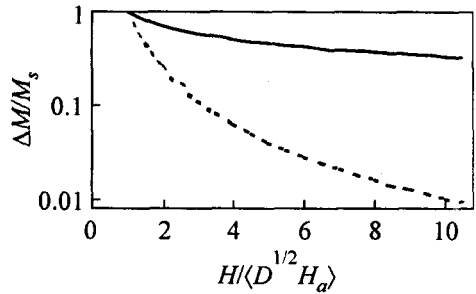


Рис.2. Теоретические зависимости дисперсии магнитного момента ((11) — сплошная линия, (14) — штриховая линия) от внешнего поля, в единицах $D^{1/2} \langle H_a \rangle$

может быть представлено в виде

$$\Delta M/M_s = (D^{1/2} \langle H_a \rangle / H)^{1/2} = R_H / R_f, \quad R_c < R_H \ll R_f. \quad (5')$$

Целью нашей работы является экспериментальное исследование данных эффектов. Актуальность ее заключается в том, что обнаружение зависимости (3') является прямым, а не косвенным (см. (5')) доказательством существования магнитных блоков и позволит непосредственно измерять характеристики магнитной микроструктуры (величины $\langle H_a \rangle$, $\langle K \rangle$ и R_f) аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков.

2. Проведем теоретические оценки корреляционных свойств неоднородной ориентации $\mathbf{M}(\mathbf{x})$. Главной характеристикой здесь является корреляционная функция $K_m(\mathbf{r})$ или связанная с ней преобразованием Фурье спектральная плотность $S_m(\mathbf{k})$:

$$\langle \mathbf{m}_\perp(\mathbf{x}) \mathbf{m}_\perp(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle = K_m(\mathbf{r}); \quad \langle \mathbf{m}_\perp(\mathbf{k}) \mathbf{m}_\perp^*(\mathbf{k}') \rangle = S_m(\mathbf{k}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}');$$

$$K_m(\mathbf{r}) = \int S_m(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{k}, \quad (6)$$

где $\mathbf{m}_\perp(\mathbf{x})$ — поперечные компоненты орта намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{x}) = \mathbf{M}(\mathbf{x})/M$. Кривая намагничивания связана стандартными соотношениями с $K_m(\mathbf{r})$ и $S_m(\mathbf{k})$:

$$\Delta M/M_s \equiv d_m(H) = K_m(\mathbf{r})|_{\mathbf{r}=0} = \int S_m(\mathbf{k}) d\mathbf{k}. \quad (7)$$

Общее выражение $S_m(\mathbf{k})$ через произвольную спектральную плотность флуктуаций оси локальной анизотропии $S(\mathbf{k})$ имеет вид [3, 4, 17]

$$S_m(\mathbf{k}) = \left(\frac{K}{A} \right)^2 \frac{S(\mathbf{k})}{(k_H^2 + k^2)^2}, \quad (8)$$

где $k_H = 1/R_H$ – волновое число обменных корреляций. Если моделировать стохастические свойства ориентационной неоднородности магнитной анизотропии простейшей корреляционной функцией:

$$K(r) = De^{-k_c r}, \quad S(k) = \frac{Dk_c}{\pi^2(k_c^2 + k^2)^2}, \quad (9)$$

где $k_c = 1/R_c$, то получим симметричный вид выражения $S_m(\mathbf{k})$:

$$S_m(k) = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{K}{A} \right)^2 \frac{Dk_c}{(k_H^2 + k^2)^2 (k_c^2 + k^2)^2}. \quad (10)$$

Выражение для дисперсии d_m в этом случае имеет вид [4]

$$d_m(H) = \frac{(D^{1/2} H_a)^2}{H^{1/2} (H_{ex}^{1/2} + H^{1/2})^3}. \quad (11)$$

Видно, что при $H \gg H_{ex}$ и для неравенства (2) и для неравенства (4) из выражения (11) получается выражение (3), а при $H \ll H_{ex}$ из (11) следует выражение (5).

Рассмотрим теперь случайную функцию $\langle \mathbf{m}(\mathbf{x}) \rangle_{R_f}$, которая образуется путем усреднения случайной функции $\mathbf{m}(\mathbf{x})$ по пространственному интервалу $(\mathbf{x} - |R_f|, \mathbf{x} + |R_f|)$:

$$\langle \mathbf{m}(\mathbf{x}) \rangle_{R_f} = \frac{1}{(2R_f)^3} \int_{x-|R_f|}^{x+|R_f|} \mathbf{m}(\mathbf{x}) dx. \quad (12)$$

Стохастические свойства ориентационных неоднородностей средней анизотропии $\langle K \rangle$ магнитных блоков определяются по правилам, изложенным в [18] и, в случае $R_f \gg R_c$, описываются корреляционной функцией и спектральной плотностью следующего вида:

$$\tilde{K}(r) = D \left(\frac{k_f}{k_c} \right)^3 e^{-k_f r}, \quad \tilde{S}(k) = \frac{Dk_f}{\pi^2(k_f^2 + k^2)^2} \left(\frac{k_f}{k_c} \right)^3, \quad (13)$$

где $k_f = 1/R_f$. Подставив (13) в (8), а затем в (7), получим выражение для дисперсии случайных отклонений $\langle \mathbf{m}(\mathbf{x}) \rangle_{R_f}$:

$$d_m^i(H) = \frac{(D^{1/2} H_a)^2}{H^{1/2} (H_f^{1/2} + H^{1/2})^3} \left(\frac{R_c}{R_f} \right)^3 = \frac{(D^{1/2} \langle H_a \rangle)^2}{H^{1/2} (H_f^{1/2} + H^{1/2})^3}; \quad (14)$$

здесь среднеквадратичная флуктуация анизотропии в магнитном блоке $D^{1/2} \langle H_a \rangle = D^{1/2} H_a / (R_c/R_f)^{3/2}$, $H_f = 2A/MR_f^2$. Прямой подстановкой величины R_f можно показать, что $H_f \equiv D^{1/2} \langle H_a \rangle$. Следовательно, пределы применимости выражения (14) ограничены областью полей $H > H_f = D^{1/2} \langle H_a \rangle$. В этой области полей выражение (14) переходит в выражение (3'). На рис.2 представлены зависимости (11), (14) от поля, измеряемого в единицах $D^{1/2} \langle H_a \rangle$. Видно, что вплоть до $H \approx 10D^{1/2} \langle H_a \rangle$ изменения d_m незначительны, тогда как d_m^i меняется до нуля (с учетом точности эксперимента). Последнее означает, что при намагничивании аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков в первую очередь осуществляется ориентация по полю средних намагниченностей магнитных блоков (согласно (3'), (14)) и лишь затем

реализуется уменьшение амплитуды $m_{\perp}(x)$, описываемое выражениями (5), (5') и (11).

3. На рис.3 приведены высокополевые участки кривых намагничивания $M(H)$ пленок и фольг аморфных и нанокристаллических сплавов, изготовленных разными

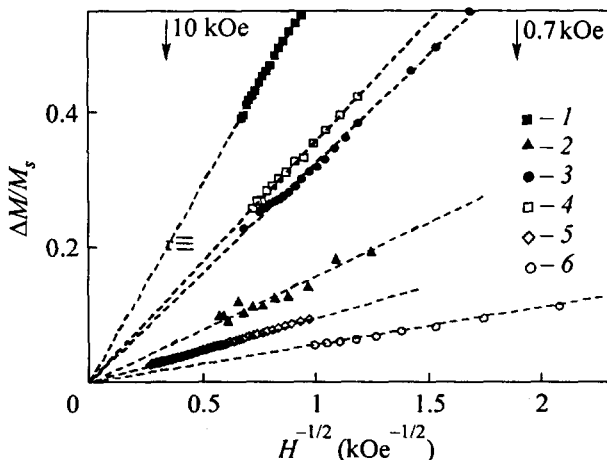


Рис.3. Высокополевые участки кривых намагничивания $M(H)$ аморфных лент: $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ - 1; $Co_{80}Zr_{10}$ - 2; нанокристаллической ленты $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ - 3; аморфных пленок $Co_{90}P_{10}$ ($t = 500 \text{ \AA}$) - 4; $Co_{90}P_{10}$ ($t = 2000 \text{ \AA}$) - 5; аморфного покрытия $Co_{90}P_{10}$ ($t = 30 \text{ мкм}$) - 6

ми технологиями (быстрая закалка расплава, химическое осаждение). (Кривые намагничивания сняты на вибрационных магнитометрах с электромагнитом до 15 кЭ и со сверхпроводящим соленоидом в полях до 30 кЭ.) Видно, что в координатах $(\Delta M/M_s, H^{-1/2})$ экспериментальные кривые описываются линейными зависимостями (вида $y = ax$), определяемыми выражениями (5), (5'). Это означает, что для данных аморфных и нанокристаллических сплавов справедливо неравенство (4). Отсюда также следует то, что численная величина коэффициента линейной зависимости обусловлена характеристиками случайной анизотропии: $R_c, D^{1/2}H_a$. Для вычисления последних необходимо провести измерение кривой намагничивания в области полей $H > H_{ex}$. Регистрация участка кривой, описываемой зависимостью (3), позволяет определить $D^{1/2}H_a$. Обнаруживаемый кроссовер $M(H)$ (переход от $\Delta M \sim H^{-1/2}$ к $\Delta M \sim H^{-2}$) дает возможность измерить величину H_{ex} . Подстановка в H_{ex} величины константы обменного взаимодействия A , вычисляемой из низкотемпературных термомагнитных кривых $\Delta M \sim (T/A)^{3/2}$, позволяет определить R_c . Однако зачастую эта программа не может быть выполнена. Многие аморфные и нанокристаллические ферромагнитные сплавы характеризуются величинами H_{ex} , превышающими величины максимальных полей, использованных в эксперименте для измерения $M(H)$ (см., например [16]). Тогда размер зерна (либо кластера) $2R_c$ определяется прямыми методами рентгеноструктурного анализа или просвечивающей электронной микроскопии, а величины H_{ex} и $D^{1/2}H_a$ вычисляются (последняя из линейной зависимости $\Delta M \sim H^{-1/2}$, аналогичной представленной на рис.3).

Что касается характеристик магнитной микроструктуры ($R_f, D^{1/2}\langle H_a \rangle$), то здесь ситуация совершенно иная. Для их косвенного определения вполне достаточно регистрации линейных зависимостей, приведенных на рис.3. Измерение коэффициента линейной зависимости позволяет вычислить среднеквадратичную флуктуацию поля анизотропии в магнитном блоке $D^{1/2}\langle H_a \rangle \equiv H_f$. Подстановка в H_f величины A позволяет определить величину R_f . Так, для представленных на рис.3

аморфных и нанокристаллических сплавов получены следующие величины $D^{1/2}\langle H_a \rangle$, R_f : для аморфных лент – $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (20 мкм) – 340 Э, 130 Å; $\text{Co}_{80}\text{Zr}_{10}\text{V}_{10}$ (30 мкм) – 25 Э, 640 Å; нанокристаллической ленты $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (20 мкм) – 100 Э, 240 Å; аморфных пленок – $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ (500 Å) – 120 Э, 380 Å; $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ (2000 Å) – 9 Э, 1430 Å; аморфного покрытия $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ (30 мкм) – 3 Э, 2460 Å, соответственно. Для прямого определения величин R_f , $D^{1/2}\langle H_a \rangle$ необходима регистрация части кривой зависимости $M(H)$, описываемой выражениями (3'), (14), а не выражениями (5), (5') и (11). Провести такое измерение на вибромагнитометре, по-видимому, невозможно. Дело в том, что реальные аморфные и нанокристаллические сплавы характеризуются микротрещинами, порами, включениями второй фазы и т.д., которые приводят к магнитостатическим механизмам рассеяния магнитного момента (не включенным в выражения (1), (1')). Последние приводят к тому, что истинные значения H внутри образца при $H \sim H_f$ не совпадают с напряженностью внешнего магнитного поля.

Выходом может служить экспериментальная методика, с помощью которой можно отстроится от магнитостатических механизмов. Такая методика реализована на магнитооптическом микромагнитометре [19], позволяющем измерять локальные кривые намагничивания с помощью экваториального эффекта Керра $\delta(H) \sim M(H)$ с диаметром светового пятна 1 ÷ 30 мкм в области полей до 200 Э. В этой методике внешнее магнитное поле прикладывается параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света. До измерения локальных кривых намагничивания $M(H)$ проводится отстройка от значимых магнитостатических источников. Для этого вначале строятся кривые распределения $\delta(L)/\delta_s \sim M(L)/M_s$ при постоянной величине внешнего магнитного поля H (значительно меньшей величины поля насыщения H_s), получаемые сканированием светового пятна по поверхности образца вдоль произвольно выбранного направления. (Длина сканирования L выбирается на 2–3 порядка больше диаметра пятна). Типичные кривые распределения приведены в [20]. Они представляют собой нерегулярные отклонения M от средней $\langle M \rangle$. При увеличении поля и повторном сканировании пятна вдоль L увеличивается $\langle M \rangle$, уменьшаются отклонения, но сохраняется пространственный масштаб отклонений. H_s определяется как величина поля, при котором амплитуда отклонений порядка экспериментальной ошибки. Наши образцы характеризовались следующими масштабами отклонений: аморфная пленка $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ (500 Å) – 200 ÷ 300 мкм; аморфная лента $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ – 120 ÷ 150 мкм; нанокристаллическая лента $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ – 50 ÷ 70 мкм. Локальные кривые намагничивания $M(H)$ снимались со светового пятна 20 ÷ 30 мкм, установленного посередине магнитомягкого участка. Считалось, что здесь отклонения $M(x)$ обусловлены рассеянием, вызванным хаотической ориентацией оси $n(x)$ магнитного блока.

На рис.4 приведены локальные кривые намагничивания $M(H)$ аморфной фольги $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (а) и аморфной пленки $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ (б), измеренные на различных участках образцов. Видно, что в координатах $(\Delta M/M_s, H^{-2})$ экспериментальные кривые намагничивания описываются линейными зависимостями вида (3'). Величины тангенсов наклона прямолинейных участков на рис.4 характеризуют величины среднеквадратичных флуктуаций поля средней анизотропии магнитного блока $D^{1/2}\langle H_a \rangle$. Так для представленных на рис.4 кривых получено: для $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ – $D^{1/2}\langle H_a \rangle \approx 3 \div 6$ Э, $R_f \approx 970 \div 1300$ Å; для пленки $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ (500 Å) $D^{1/2}\langle H_a \rangle \approx 60 \div 70$ Э, $R_f \approx 500 \div 570$ Å. Видно, что для аморфной плен-

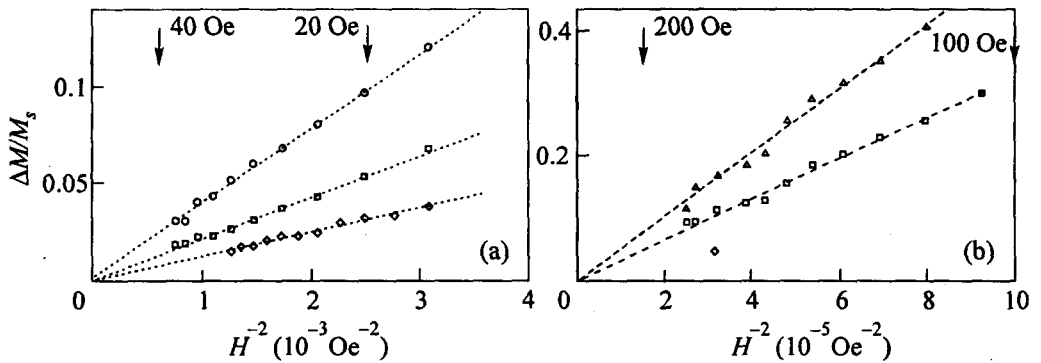


Рис.4. Участки локальных кривых намагничивания $M(H)$ снятых с различных участков аморфной ленты $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (20 μm) – (a) и аморфной пленки $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ ($t = 500 \text{ \AA}$) – (b)

ки $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ различие в величинах $D^{1/2}\langle H_a \rangle$, R_f , определенных прямым (3') и косвенным (5') методами не превышает 50%. Расхождение же аналогичных величин для ленты $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ не удивительно. Дело в том, что локальный сигнал $\delta(H) \sim M(H)$ снимается с тонкого приповерхностного слоя толщиной $\sim 200 \text{ \AA}$. Поэтому совпадения “поверхностного” сигнала $M(H)$ с интегральным $M(H)$ следует ожидать для пленок с толщиной, сопоставимой с глубиной проникновения в магнитооптической методике. Это условие реализуется в аморфной пленке $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ (500 \AA), и не реализуется в фольгах, где наблюдаются отличия объемных величин $D^{1/2}\langle H_a \rangle$ и R_f от аналогичных, измеренных на приповерхностной части материала.

В заключение мы благодарим Л.А.Чеканову и В.П.Овчарова за предоставленные пленки и фольги, В.А.Игнатченко за полезные обсуждения и интерес к работе.

1. H.Hoffman, IEEE Trans. Magn. 2, 566 (1966).
2. K.J.Harte, J. Appl. Phys. 38, 1503 (1968).
3. В.А.Игнатченко, ЖЭТФ 54, 303 (1968).
4. В.А.Игнатченко, Р.С.Исхаков, ЖЭТФ 72, 1005 (1977); В.А.Игнатченко, Р.С.Исхаков, Изв. АН СССР, серия физ. 44, 1434 (1980); В.А.Игнатченко, Р.С.Исхаков, Г.В.Попов, ЖЭТФ 82, 1518 (1982).
5. R.Alben, J.J.Becker, and M.C.Chi, J. Appl. Phys. 49, 1653, (1978).
6. H.Kronmüller, IEEE Trans. Magn. 15, 1218 (1979).
7. A.P.Malozemoff, IEEE Trans. Magn. 19, 1520 (1983).
8. E.M.Chudnovsky, W.M.Saslow, and R.A.Serota, Phys. Rev. B33, 251 (1986).
9. W.M.Saslow, Phys. Rev. B35, 3454 (1987).
10. G.Herzer, IEEE Trans. Magn. 26, 1397 (1990).
11. Н.С.Акулов, Zs. Phys. 69, 278 (1931).
12. W.F.Jr.Brown, Phys. Rev. 58, 736 (1940).
13. E.M.Chudnovsky, JMMM 40, 21 (1983).
14. А.Г.Черных, П.П.Дьячук, В.Б.Круглов, Изв. АН СССР, серия физ. 53, 622 (1989).
15. В.А.Игнатченко, Р.С.Исхаков, ФММ 6, 75 (1992).
16. Р.С.Исхаков, С.В.Комогорцев, А.Д.Балаев и др., Письма в ЖЭТФ 72, 440 (2000).
17. Y.Imry and S.-K.Ma, Phys. Rev. Lett. 35, 1399 (1975).
18. С.М.Рытов, Введение в статистическую радиофизику, ч.1., М.: Наука, 1976.
19. Г.С.Кринчик, Е.Е.Чепурова (Шалыгина), А.В.Штайн, ЖЭТФ 87, 2014 (1984).
20. Е.Е.Шалыгина, Л.М.Бекоева, А.Н.Шалыгин, Письма в ЖТФ 25, 62 (1999).