

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

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

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 $M(x)$ [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-невозмущающих 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:

$$U = -\frac{1}{2}\beta^e(M\mathbf{n})^2 - \mathbf{H}\mathbf{M}, \quad (1')$$

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 , $D^{1/2}H_a$)

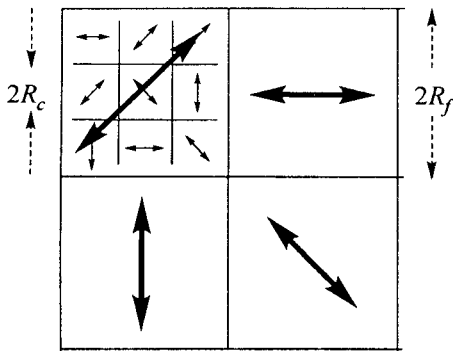


Рис.1. Схематическое представление ферромагнетика со случайной анизотропией. Малые стрелки показывают случайную ориентацию локальной магнитной анизотропии $l(\mathbf{x})$, большие – случайную ориентацию средней анизотропии магнитного блока $\mathbf{n}(\mathbf{x})$

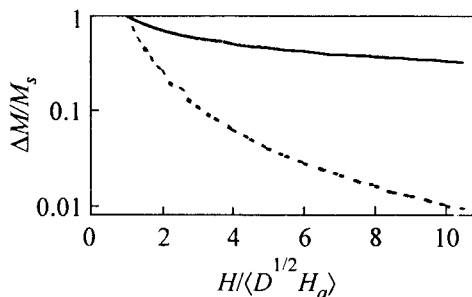


Рис.2. Теоретические зависимости дисперсии магнитного момента ((11) – сплошная линия, (14) – штриховая линия) от внешнего поля, в единицах $D^{1/2} \langle H_a \rangle$

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:

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

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

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

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 $(\mathbf{x} - |R_f|, \mathbf{x} + |R_f|)$:

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

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:

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

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

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

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 $H \approx 10 D^{1/2} \langle H_a \rangle$ изменения d_m незначительны, тогда как d'_m 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 разны-

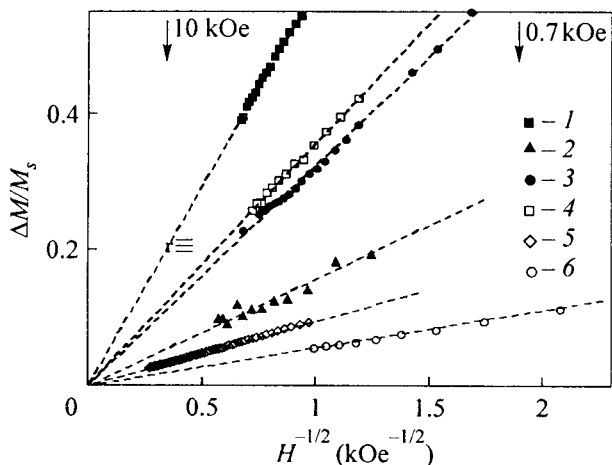


Рис.3. Высокополевые участки кривых намагничивания $M(H)$ аморфных лент: $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ - 1; $\text{Co}_{80}\text{Zr}_{10}$ - 2; нанокристаллической ленты $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ - 3; аморфных пленок $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ ($t = 500 \text{ \AA}$) - 4; $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ ($t = 2000 \text{ \AA}$) - 5; аморфного покрытия $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ ($t = 30 \text{ мкм}$) - 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 $1 \div 30$ 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 $\mathbf{n}(x)$ 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-

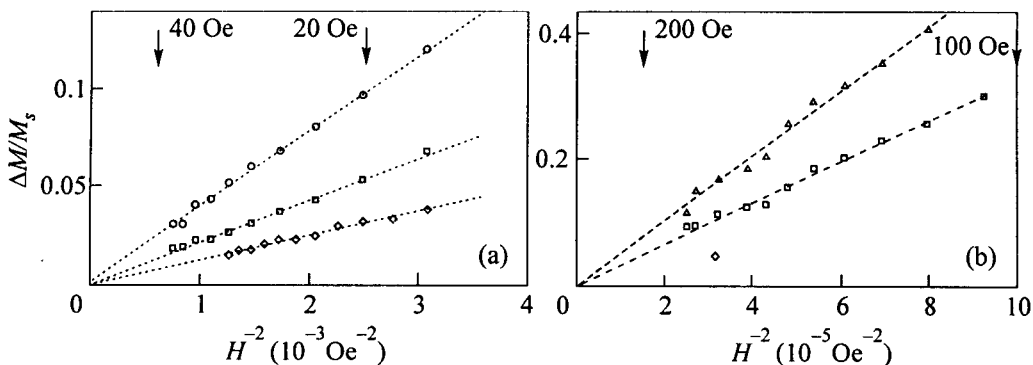


Рис.4. Участки локальных кривых намагничивания $M(H)$ снятых с различных участков аморфной ленты $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (20 мкм) – (а) и аморфной пленки $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ ($t = 500 \text{ \AA}$) – (б)

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. Н.Н.Хоффман, IEEE Trans. Magn. **2**, 566 (1966).
2. К.Дж.Харт, 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. Н.Кронмюллер, IEEE Trans. Magn. **15**, 1218 (1979).
7. А.Р.Малоземов, IEEE Trans. Magn. **19**, 1520 (1983).
8. Е.М.Чудновский, В.М.Саслов, and Р.А.Серота, 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. Е.М.Чудновский, 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.Бекова, А.Н.Шалыгин, Письма в ЖЭТФ **25**, 62 (1999).