

РАЗМЕРНОСТЬ СИСТЕМЫ ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ЗЕРЕН И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Р.С.Исхаков, С.В.Комогорцев, А.Д.Балаев, Л.А.Чеканова
Институт физики им. Л.В.Киренского Сибирского отделения РАН
660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 31 июля 2000 г.

Экспериментально исследованы характеристики случайной магнитной анизотропии ферромагнитных пленок аморфных $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$, нанокристаллических $\text{Ni}_{75}\text{C}_{25}$; $\text{Fe}_{80}\text{V}_4\text{C}_{16}$; $\text{Co}_{80}\text{C}_{20}$ сплавов, а также мультислойных пленок $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$ и $[\text{Co}_{90}\text{P}_{10}(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$, полученных различными технологическими методиками. Установлено, что пространственная размерность системы (d) ферромагнитно-связанных зерен ($2R_c$) в исследуемых материалах определяет показатель степенной зависимости приближения намагниченности к насыщению в области полей $H < 2A/MR_c^2$. Для нанокристаллических и аморфных пленок с трехмерной упаковкой зерен справедлива зависимость $\Delta M \sim H^{-1/2}$, в мультислойных пленках с двумерной упаковкой зерен в индивидуальном магнитном слое приближение к насыщению осуществляется по закону $\Delta M \sim H^{-1}$. Определены основные ферромагнитные характеристики случайной анизотропии мультислойных пленок Co/Pd : ферромагнитный корреляционный радиус R_f , средняя анизотропия ферромагнитного блока размером $2R_f$: $\langle K \rangle$. Обнаружена корреляция коэрцитивного поля с этими характеристиками случайной анизотропии.

PACS: 75.60.-d, 75.70.-i

В последнее время значительный успех в понимании магнитной структуры и магнитомягких свойств аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков был достигнут на основе представлений о случайно ориентированной магнитной анизотропии (random magnetic anisotropy – RMA). Так, в работе [1] было экспериментально показано, что зависимости магнитомягких характеристик для материалов с размером зерна $2R_c$, меньшим длины обменных корреляций $\delta = (A/K)^{1/2}$, от величины R_c имеют вид: коэрцитивная сила $H_c \sim R_c^6$, начальная проницаемость $\mu \sim R_c^{-6}$. Эти зависимости магнитомягких характеристик обусловлены хаосом в направлении локальной магнитной анизотропии K и возможностью описания магнитной структуры таких материалов набором слабосвязанных магнитных блоков размером $2R_f$ и средней анизотропией блока:

$$\langle K \rangle = \frac{K}{\sqrt{N}} = K \left(\frac{R_c}{R_f} \right)^{d/2}. \quad (1)$$

Простейшие теоретические оценки [1–3] дают следующие выражения для средней анизотропии магнитного блока и величины ферромагнитного корреляционного радиуса:

$$\langle K \rangle \sim K (R_c/\delta)^{2d/(4-d)}, \quad (2)$$

$$R_f \sim \delta (\delta/R_c)^{d/(4-d)} \quad (2')$$

в зависимости от пространственной размерности d упаковки системы зерен $2R_c$. Для трехмерной упаковки обменно-связанных зерен ($d = 3$) согласно (2) и (2') имеем $\langle K \rangle \sim R_c^6$, $R_f \sim R_c^{-3}$.

Основные микромагнитные характеристики аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков (K) и R_f , также как и характеристики локальной анизотропии K и R_c , могут быть непосредственно определены из кривых намагничивания в области приближения к насыщению. Идеи этих измерений таковы. В достаточно высоких магнитных полях ($H > 2A/MR_c^2$) для приближения намагниченности к насыщению выполняется закон Акулова для поликристалла [4]:

$$\frac{\Delta M}{M_S} = \left(\frac{2D^{1/2}K}{HM_S} \right)^2 \quad (3)$$

независимо от размерности d упаковки зерен. Здесь D – симметричный числовой коэффициент (см. [5]), условие на величину поля H определяется неравенством $R_c > R_H$, где магнитный корреляционный радиус $R_H = (2A/M_H)^{1/2}$. В полях ниже так называемого обменного поля $H_{ex} = 2A/MR_c^2$ выполняется неравенство $R_H > R_c$ и, при подстановке в закон Акулова $\langle K \rangle$, полученной согласно (1), в результате эффективного усреднения по зернам в пределах области $2R_H$, легко получить следующую зависимость рассеяния магнитного момента от поля:

$$\frac{\Delta M}{M_S} = \left(\frac{2D^{1/2}\langle K \rangle}{HM_S} \right)^{(4-d)/2} \equiv \left(\frac{R_H}{R_f} \right)^{4-d} \quad (4)$$

Таким образом анализ кривой намагничивания $M(H)$ во всем диапазоне магнитных полей позволяет измерить величины K , R_c , R_f и $\langle K \rangle$ и установить размерность системы d .

Закон приближения к насыщению для изотропных (трехмерных) неоднородностей теоретически получен в работе [5] на основе метода канонического разложения случайных функций. Приближение к насыщению в ферромагнетиках с двумерными неоднородностями анизотропии теоретически рассматривалось в работах [6, 7], а выражение (4) для неоднородностей с произвольной размерностью фактически получено в работе [8].

Выражения (1), (2), (4) показывают, что размерность системы обменно-связанных зерен определяет характер приближения намагниченности к насыщению в области $R_H > R_c$, а следовательно, через $\langle K \rangle$ также и уровень магнитомягких свойств аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков. Экспериментальному исследованию данных эффектов и посвящена настоящая работа.

Эксперимент. В работе приводятся результаты исследования кривых намагничивания пленок аморфных сплавов $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ (толщина $t = 2000 \text{ \AA}$), нанокристаллических сплавов $\text{Co}_{80}\text{C}_{20}$ ($t = 1200 \text{ \AA}$); $\text{Fe}_{80}\text{B}_4\text{C}_{16}$ ($t = 500 \text{ \AA}$); $\text{Ni}_{75}\text{C}_{25}$ ($t = 600 \text{ \AA}$), а также мультислойных пленок $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$ (где $x = 30 \text{ \AA}$; 45 \AA ; 55 \AA ; 80 \AA) и $[\text{Co}_{90}\text{P}_{10}(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$ (где $x = 20 \text{ \AA}$; 45 \AA ; 60 \AA ; 65 \AA ; 115 \AA), полученных различными технологическими методиками [5, 9, 10]. Малые добавки фосфора в слоях кобальта мультислойных пленок Co/Pd использовались для получения ферромагнитных слоев с различной структурой ближнего порядка. В слоях $\text{Co}(\text{P})$, получаемых технологией химического осаждения, при концентрациях 5–8 ат. % P реализуется ГЦК структура, свыше 9 ат. % P – слои Co находятся в аморфном состоянии [5].

Магнитные измерения проводились с помощью вибрационного магнитометра со сверхпроводящим соленоидом в полях до 30 кЭ и температурах от 4.2 до 200 К. Подложка пленок измерялась отдельно, и ее вклад в общий сигнал $\sim 1\%$ вычитался.

Результаты эксперимента и их обсуждение. На рис.1 приведены высокополевые участки кривых намагничивания $M(H)$ пленок нанокристаллических и

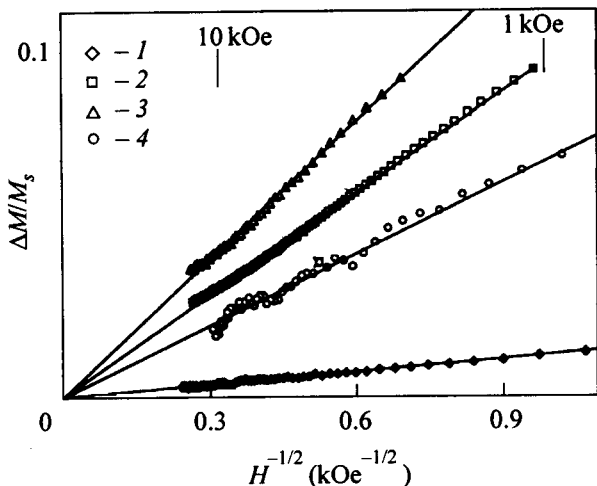


Рис.1. Высокополевые участки кривых намагничивания $M(H)$ аморфных и нанокристаллических пленок с $d = 3$: 1 - $\text{Co}_{80}\text{C}_{20}$ ($t = 1200 \text{ \AA}$); 2 - $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$ ($t = 2000 \text{ \AA}$); 3 - $\text{Fe}_{80}\text{B}_4\text{C}_{16}$ ($t = 500 \text{ \AA}$); 4 - $\text{Ni}_{75}\text{C}_{25}$ ($t = 600 \text{ \AA}$)

аморфных сплавов. Толщины пленок, с которых сняты эти кривые, значительно превосходят размеры составляющих их зерен либо кластеров ($2R_c \sim 100 \text{ \AA}$), таким образом магнитные блоки размером $2R_f$ упакованы в них зернами размером $2R_c$ трехмерным образом. Согласно уравнению (4), в этом случае приближение намагниченности к насыщению в этих материалах должно следовать степенной зависимости $\Delta M/M_s \sim H^{-1/2}$. Прямолинейные участки в осях $(\Delta M/M_s, H^{-1/2})$ на рис.1 действительно указывают, что в диапазоне полей 1–10 кЭ в этих образцах выполняется данная степенная зависимость приближения намагниченности к насыщению. Последнее указывает, согласно выражению (4), на трехмерную упаковку обменно-связанных зерен.

На рис.2 приведены кривые намагничивания мультислойных пленок $\text{Co(P)}/\text{Pd}$. Размеры зерен либо кластеров, из которых состоят индивидуальные магнитные слои этих пленок, порядка толщины таких слоев. Замощение индивидуального слоя по

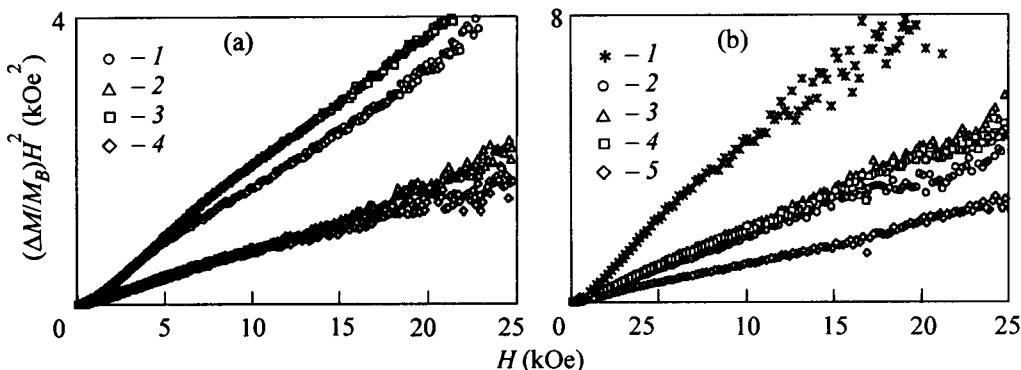


Рис.2. Высокополевые участки кривых намагничивания $M(H)$ мультислойных пленок Co/Pd : (a) $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$ ($1 - x = 30 \text{ \AA}$; $2 - 45 \text{ \AA}$; $3 - 55 \text{ \AA}$; $4 - 80 \text{ \AA}$), (b) $-\text{[Co}_{90}\text{P}_{10}(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$ ($1 - x = 20 \text{ \AA}$; $2 - 45 \text{ \AA}$; $3 - 60 \text{ \AA}$; $4 - 65 \text{ \AA}$; $5 - 115 \text{ \AA}$)

высоте в одно зерно приводит к формированию в этих пленках двумерной системы ферромагнитно-связанных зерен. Существенным моментом здесь является то, что обменная связь между зернами в пределах индивидуального слоя значительно превышает связь между соседними индивидуальными слоями (как минимум на порядок величины), которая была изучена в работе [10]. Для задач настоящей работы мультислойное исполнение явилось лишь способом накопления экспериментального сигнала для исследования малого эффекта рассеяния магнитного момента вблизи насыщения в ультратонких слоях индукционным методом. Двумерной упаковке зерен, согласно выражению (4), соответствует закон приближения намагниченности к насыщению вида $\Delta M/M_s \sim H^{-1}$. Прямолинейные участки на высокополевых кривых намагничивания мультислойных пленок Co(P)/Pd как с аморфными, так и с нанокристаллическими слоями Co, в координатах $(\Delta M/M_s H^{-2}, H)$ указывают на выполнение зависимости $\Delta M/M_s \sim H^{-1}$ в диапазоне полей вплоть до 20–25 кЭ.

Как уже указывалось выше, область полей, используемая для установления размерности системы d из наблюдаемой зависимости момента от внешнего поля, сверху ограничивается величиной обменного поля $H_{ex} = 2A/MR_c^2$. Величину константы обменного взаимодействия A для исследуемых в данной работе пленок, необходимую для проведения оценки величины H_{ex} , мы вычислили из измеренных низкотемпературных термомагнитных кривых (закон Блоха $T^{3/2}$ [9]). Для аморфных и нанокристаллических пленок, исследуемых в работе, величины H_{ex} составили $\sim 10 - 20$ кЭ, поэтому для этих пленок на зависимости ΔM от H был также обнаружен кроссовер (переход от $\Delta M \sim H^{-1/2}$ к $\Delta M \sim H^{-2}$), что позволило непосредственно измерить H_{ex} и вычислить R_c , а также измерить величину K . Для мультислойных пленок оценка дает $H_{ex} \sim 20 - 30$ кЭ, что близко к величине максимальных полей, использованных в нашем эксперименте.

Отметим, что закон приближения к насыщению $\Delta M/M_s \sim H^{-1/2}$, предсказанный в работе [5], сегодня хорошо известен магнитологам и широко применяется для интерпретации данных по приближению намагниченности к насыщению в аморфных и нанокристаллических сплавах [11–15]. Экспериментально здесь установлено изменение показателя степенной зависимости приближения к насыщению в нанокристаллических и аморфных материалах с размерностью $d = 2$. Результаты, представленные на рис.1,2, описываются формулой (4) и демонстрируют, что показатель степенной зависимости кривых приближения намагниченности к насыщению не связан с ближним порядком в ферромагнитном материале, а определяется только таким параметром субструктуры, как размерность упаковки обменно-связанных зерен d . Принципиальная возможность экспериментального определения пространственной размерности упаковки системы ферромагнитно-связанных зерен, которая в общем случае может быть и нецелым числом, имеет немаловажное значение для магнитного материаловедения.

Величины тангенсов наклона прямолинейных участков на рис.1,2 характеризуют среднеквадратичные флуктуации поля анизотропии $\langle K \rangle$, усредненной по области, в пределах которой обменно-скоррелированы магнитные моменты зерен: $D^{1/2} \langle H_a \rangle = 2D^{1/2} \langle K \rangle / M = D^{1/2} H_a / N^{1/2}$, где N – количество структурных единиц $2R_c$, входящих в магнитный блок. Оценку величины магнитного корреляционного радиуса R_f дает выражение (2) либо следующее выражение: $R_f = (A/D^{1/2} \langle K \rangle)^{1/2}$. Вычисленные таким образом величины $\langle H_a \rangle$ и R_f для мультислойных пленок Co/Pd с различ-

ной толщиной ферромагнитного слоя приведены на рис.3 (коэффициент D выбран равным $1/15$ [5]). Здесь же представлены величины коэрцитивной силы H_c этих

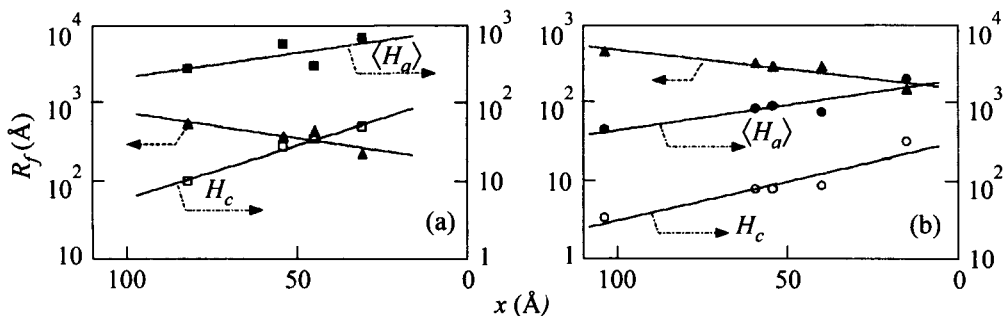


Рис.3. Микромагнитные параметры $\langle H_a \rangle$, R_f и коэрцитивная сила H_c мультислойных пленок Co/Pd: (a) $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$, (b) $-\text{[Co}_{90}\text{P}_{10}(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$

пленок. Детальный анализ зависимости микромагнитных параметров $\langle H_a \rangle$ и R_f в данных пленках от толщины магнитного слоя является предметом отдельного комплексного исследования (наблюдаемые изменения этих величин в данном диапазоне толщин обусловлены изменением и магнитных констант (A, K) и структурных параметров R_c, d , нелинейным образом входящих в выражения (1), (2)). Здесь нам представляется важным обратить внимание на корреляцию величины коэрцитивной силы H_c и величины средней анизотропии магнитного блока $\langle H_a \rangle$. Последняя, благодаря отсутствию сильного взаимодействия между магнитными блоками, представляет собой эффективную анизотропию этих материалов. Наблюдаемая корреляция между эффективной анизотропией и коэрцитивностью нанокристаллических и аморфных ферромагнетиков с двумерной упаковкой магнитно-связанных зерен доказывает основную роль флуктуаций магнитной анизотропии в формировании магнитомягких свойств таких систем.

Мы благодарим В.С.Жигалова за предоставленные образцы нанокристаллических сплавов, В.А.Игнатченко за полезные обсуждения и интерес к работе, С.А.Карпенко за помощь в работе.

1. G.Herzer, IEEE Trans. Magn. **26**, 1397 (1990).
2. R.Alben, J.J.Becker, and M.C.Chi, J., Appl. Phys. **49**, 1653 (1978).
3. Р.С.Исхаков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев и др., Сб. трудов XVII междунар. школы-семинара: Новые магнитные материалы микроэлектроники, Москва, 2000, с.540.
4. N.S.Akulov, Zs. Phys. **69**, 278 (1931).
5. В.А.Игнатченко, Р.С.Исхаков, Г.В.Попов, ЖЭТФ **82**, 1518 (1982).
6. Е.М.Chudnovsky, JMMM **40**, 21 (1983).
7. А.Г.Черных, П.П.Дьячук, В.Б.Круглов, Изв. АН СССР, серия физ. **53**, 622 (1989).
8. В.А.Игнатченко, Р.С.Исхаков, ФММ #6, 75 (1992).
9. Р.С.Исхаков, С.В.Комогорцев, С.В.Столяр и др., Письма в ЖЭТФ **70**, 727 (1999).
10. Р.С.Исхаков, Ж.М.Мороз, Е.Е.Шалыгина и др., Письма в ЖЭТФ **66**, 487 (1997).
11. J.F.Löffler, J.P.Meier, B.Doudin et al., Phys. Rev. **B57**, 2915 (1998).
12. L.Thomas, J.Tuailion, J.P.Perez et al., JMMM **140-144**, 437 (1995).
13. M.W.Grinstaff, M.B.Salamon, K.S.Suslick, Phys. Rev. **B48**, 269 (1993).
14. J.Tejada, В.Мartinez, А.Лabarta et al., Phys. Rev. **B42**, 898 (1990).
15. M.J.O'Shea, K.M.Lee, and A.Fert, J. Appl. Phys. **67**, 5769 (1990).