

## 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  $\text{Ni}_{75}\text{C}_{25}$ ;  $\text{Fe}_{80}\text{B}_4\text{C}_{16}$ ;  $\text{Co}_{80}\text{C}_{20}$  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  $\text{Co}/\text{Pd}$ : 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 ( $K$ ), 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  $x = 30 \text{ \AA}$ ;  $45 \text{ \AA}$ ;  $55 \text{ \AA}$ ;  $80 \text{ \AA}$ ) и  $[\text{Co}_{90}\text{P}_{10}(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$  (где  $x = 20 \text{ \AA}$ ;  $45 \text{ \AA}$ ;  $60 \text{ \AA}$ ;  $65 \text{ \AA}$ ;  $115 \text{ \AA}$ ), полученных различными технологическими методиками [5, 9, 10]. Малые добавки фосфора в слои кобальта мультислойных пленок  $\text{Co}/\text{Pd}$  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

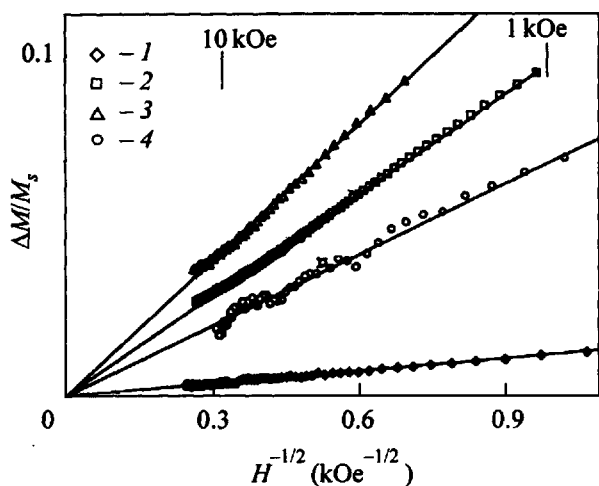


Рис.1. Высокополевые участки кривых намагничивания  $M(H)$  аморфных и нанокристаллических пленок с  $d = 3$ : 1 -  $\text{Co}_{80}\text{C}_{20}$  ( $t = 1200 \text{ \AA}$ ); 2 -  $\text{Co}_{90}\text{P}_{10}$  ( $t = 2000 \text{ \AA}$ ); 3 -  $\text{Fe}_{80}\text{B}_4\text{C}_{16}$  ( $t = 500 \text{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

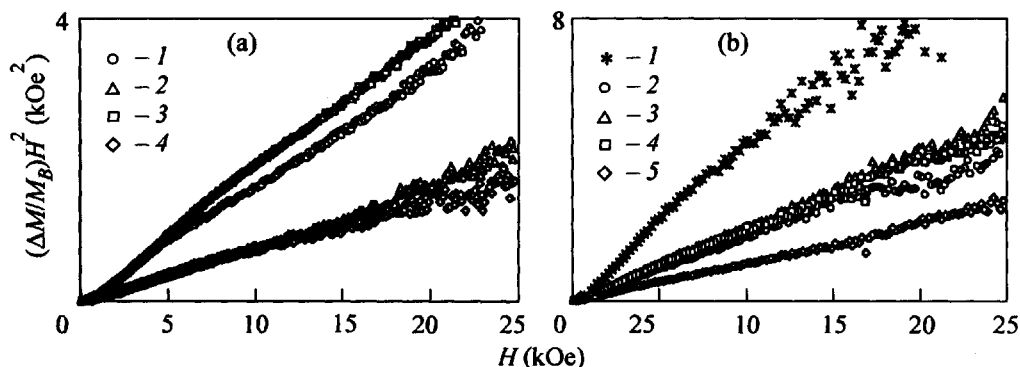


Рис.2. Высокополевые участки кривых намагничивания  $M(H)$  мультислойных пленок  $\text{Co}/\text{Pd}$ : (a)  $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$  ( $1 - x = 30 \text{ \AA}$ ;  $2 - 45 \text{ \AA}$ ;  $3 - 55 \text{ \AA}$ ;  $4 - 80 \text{ \AA}$ ), (b)  $[\text{Co}_{90}\text{P}_{10}(x)/\text{Pd}(14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

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  $\Delta M$  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 магнитно-го 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

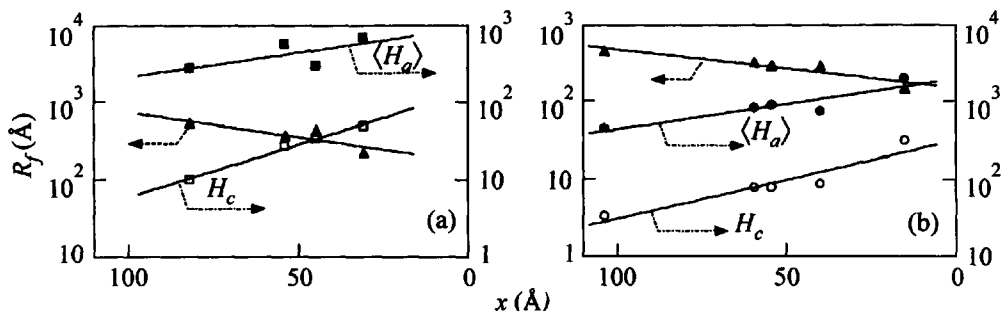


Рис.3. Микромагнитные параметры  $\langle H_a \rangle$ ,  $R_f$  и коэрцитивная сила  $H_c$  мультислойных пленок Co/Pd: (a)  $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$ , (b)  $-\text{[Co}_{90}\text{P}_{10}(x)/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$

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. Комогоорцев, 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.Комогоорцев, 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.Tuaille, 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. Labarta et al., Phys. Rev. **B42**, 898 (1990).
15. M.J.O'Shea, K.M.Lee, and A.Fert, J. Appl. Phys. **67**, 5769 (1990).