

Изотропное положительное магнитосопротивление наногранулированных композиционных материалов $\text{Co}-\text{Al}_2\text{O}_n$

© О.В. Стогней, А.В. Ситников, Ю.Е. Калинин, С.Ф. Авдеев, М.Н. Копытин

Воронежский государственный технический университет,
394026 Воронеж, Россия

E-mail: sto@sci.vrn.ru

(Поступила в Редакцию 20 декабря 2005 г.
В окончательной редакции 3 апреля 2006 г.)

Исследованы магнитотранспортные свойства наногранулированных композитов $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$ в широком концентрационном интервале ($34 \leq x \leq 74$ at.%). Установлено наличие отрицательного туннельного магнитосопротивления, достигающего 6.5% в поле 10 кОе. В концентрационной области, соответствующей порогу перколяции ($54 \leq x \leq 67$ at.%), наряду с отрицательным магнитосопротивлением в композитах $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$ обнаружено положительное магнитосопротивление, достигающее 1.5% в полях 10 кОе. Предполагается, что положительное магнитосопротивление связано с одновременным наличием в структуре композитов кластеров и изолированных наногранул, характеризующихся различными величинами магнитной анизотропии и наличием диполь-дипольного взаимодействия между кластерами и ближайшими к ним гранулами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Ведомственной научной федеральной программы „Развитие научного потенциала высшей школы“ (грант № 34154) и РФФИ (грант № 05-02-17012-а и 03-02-96486-р2003цчр_а).

PACS: 75.75.+a, 75.47.-m, 72.25.-b

1. Введение

Характерной особенностью наногранулированных композиционных материалов ферромагнитный металл-диэлектрик является наличие туннельной спин-зависимой проводимости, приводящей к появлению отрицательного гигантского магнитосопротивления — ГМС (в последнее время чаще применяется термин „туннельное магнитосопротивление“) [1–3]. Отрицательное магнитосопротивление композитов является воспроизводимым независимо от метода и технологических особенностей получения образцов, а механизм эффекта понятен и объяснен теоретически [1,4,5]. Вместе с тем известно, что наряду с отрицательным ГМС в наногранулированных композиционных материалах может проявляться и положительное магнитосопротивление (ПМС). В ряде случаев ПМС наблюдается в композитах, находящихся за порогом перколяции, однако лишь при определенной взаимной ориентации магнитного поля и тока ($\text{Ni}-\text{SiO}_2$ [4], $(\text{Ni}-\text{Fe})-(\text{SiO}_2)$ [6], $\text{Fe}-\text{Hf}-\text{O}$ [7]). Такое ПМС имеет анизотропную природу (анизотропное магнитосопротивление), поскольку за порогом перколяции электроперенос в основном осуществляется по металлическим кластерам. Однако имеются сообщения и об изотропном ПМС, наблюдаемом в узкой концентрационной области вблизи порога перколяции ($\text{Fe}-\text{SiO}_2$ [8,9], $\text{Co}-\text{SiO}_2$ [10], $\text{CoFeB}-\text{Al}_2\text{O}_3$ [11], $\text{Fe}-\text{Al}_2\text{O}_3$ [12]). Физическая причина ПМС остается до конца невыясненной, и в каждом конкретном случае приводится свой оригинальный механизм возникновения ПМС. Например, появление ПМС в композитах $\text{Fe}-\text{SiO}_2$ [8,9] связывается с наличием

ферромагнитных доменов с большими магнитными моментами, способными переориентироваться в слабых магнитных полях, и суперпарамагнитных гранул, для изменения вектора намагниченности которых необходимо значительно большее по величине поле. Высказывалось предположение о магнострикционной природе инверсного ПМС, наблюдаемого в композитах $\text{CoFeB}-\text{Al}_2\text{O}_3$ при гелиевой температуре [11]. В [10] предполагалось что ПМС композитов $\text{Co}-\text{SiO}_2$ может быть обусловлено диполь-дипольным взаимодействием между перколяционными кластерами и изолированными наногранулами. Обнаружено, что значительное ПМС в нанокompозитах $\text{Fe}-\text{Al}_2\text{O}_3$ ($\sim 12\%$ в поле 10 кОе) может возникать при 40 К в условиях, когда к образцу приложено значительное смещающее напряжение (более 2.5 В), и его появление может быть связано с инверсией спиновой поляризации туннелирующих электронов [12].

В настоящей работе поставлена цель экспериментального обнаружения ПМС в наногранулированных композитах ферромагнитный металл-диэлектрик, определения концентрационной области его существования и установления корреляции наблюдаемых характеристик с магнитными свойствами нанокompозитов.

2. Методика эксперимента

В качестве объекта исследования была выбрана система $\text{Co}-\text{Al}_2\text{O}_n$. Во-первых, получение в этой системе гетерогенной структуры не вызывает серьезных технологических проблем, а во-вторых, согласно литературным данным, положительный магниторезистивный

эффект наблюдался, как правило, в композитах с монокристаллическими гранулами [4,7–10]. Исследуемые композиционные материалы в виде пленок (толщиной от 4 до 6 μm) были получены методом ионно-лучевого распыления составных мишеней в атмосфере аргона. В процессе напыления в вакуумную камеру добавлялся кислород с парциальным давлением $3.2 \cdot 10^{-5}$ Торр, что было необходимо для обеспечения формирования оксида алюминия, близкого к стехиометрическому составу. Несмотря на это, состав диэлектрической матрицы исследуемых композитов оставался неопределенным, так что $n < 3$. Размеры мишени (270 \times 80 мм), а также ее конструкция (литая кобальтовая основа, на поверхности которой несимметрично размещались навески из керамических пластинок Al_2O_3) позволили в одном процессе напыления получить нанокompозиты в широком интервале концентрационных соотношений. После осаждения пленки подложка разрезалась на 75 полос шириной 3 мм каждая. При этом состав композита в пределах полосы менялся не более чем на 0.5 at.%. Из полученных таким способом образцов выбиралось пять и методом рентгеновского электронно-зондового микроанализа определялся их состав. Результаты измерений, представленные в виде функциональной зависимости состав-номер образца, аппроксимировались многочленом, коэффициенты которого позволяли определить состав любого образца для данных условий напыления. Точность аппроксимации проверялась с помощью дополнительных прямых измерений составов.

Магнитосопротивление композитов исследовалось двухзондовым потенциометрическим методом при фиксированном значении напряжения, подаваемого на образец. Электрический ток был ориентирован в плоскости пленки параллельно направлению магнитного поля. Магнитные характеристики композитов измерялись с помощью вибрационного магнитометра в той же магнитной системе, в которой проводилось исследование магниторезистивных свойств, что делало сравнительный анализ полученных результатов более точным. Во всех случаях внешнее магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости образца вдоль его продольной оси.

Величина магнитосопротивления композитов рассчитывалась в соответствии с выражением $(R(H) - R_0)/R_0$, где $R(H)$ — сопротивление образца в магнитном поле напряженностью H ; R_0 — сопротивление образца в нулевом магнитном поле. Для сопоставления полученных результатов значения магнитосопротивления различных композитов рассчитывались в магнитном поле напряженностью 10 кОе.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

Концентрационная зависимость удельного электро-сопротивления полученных наногранулированных композитов представлена на рис. 1, *a*. Вид зависимости

характерен для материалов, в которых имеет место изменение механизма электропереноса при изменении соотношения между металлической и диэлектрической фазами [1]. В соответствии с полученными данными порог перколяции в системе $\text{Co}-\text{Al}_2\text{O}_n$ находится при 60–66 at.% Co, что обусловлено высоким содержанием кислорода, добавляемого в камеру при напылении пленок. В интервале составов 35–68 at.% Co в полученных образцах наблюдается отрицательное магнитосопротивление. Концентрационная зависимость ГМС имеет обычный для композитов металл-диэлектрик вид (рис. 1, *b*) и характеризуется слабой зависимостью ГМС от состава в доперколяционной области (35–54 at.% Co), максимальными значениями магнитосопротивления ($\Delta R/R_{\text{max}} = 64\%$) вблизи порога перколяции и уменьшением ГМС (практически до полного исчезновения) за порогом перколяции (рис. 1, *b*).

Помимо отрицательного ГМС в нанокompозитах $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$ ($55 \leq x \leq 67$ at.%) в сравнительно слабых полях наблюдается ПМС, достигающее при $x = 58$ at.% величины 1.5%. На рис. 2, *a* показана характерная полевая зависимость магнитосопротивления на-

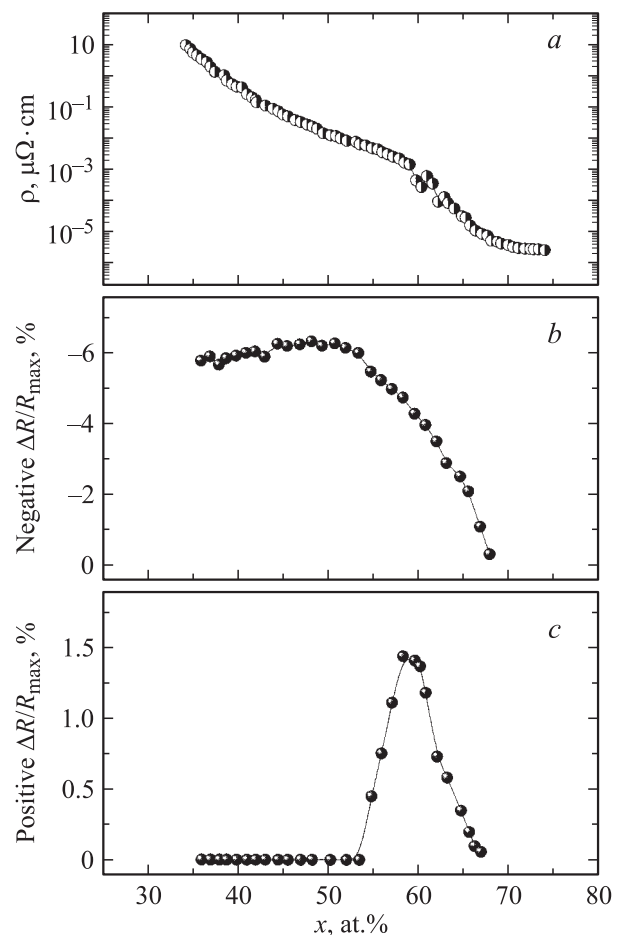


Рис. 1. Концентрационные зависимости удельного электро-сопротивления (*a*), отрицательного магнитосопротивления $(R(H) - R_{\text{max}})/R_{\text{max}}$ (*b*) и положительного магнитосопротивления (*c*) наногранулированных композитов $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$.

нокомпозита $\text{Co}_{58}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{42}$, обладающего положительной составляющей магнитосопротивления. Весь интервал составов и абсолютные значения ПМС, определяемые как разность величины ГМС в поле, соответствующем максимальному значению, и в нулевом поле, показаны на рис. 1, с.

Следует подчеркнуть две особенности наблюдаемого положительного магниторезистивного эффекта. Во-первых, ПМС является обратимым: значение электросопротивления композита при определенном (небольшом) значении внешнего поля одинаково как при увеличении, так и при уменьшении поля (рис. 2, а). Во-вторых, отсутствует корреляция между изменением сопротивления композита во внешнем магнитном поле и изменением его намагниченности (рис. 2, а, б).

Известно, что в наногранулированных композитах металл-диэлектрик отрицательное магнитосопротивление обусловлено спин-зависимым туннелированием электронов между ферромагнитными наногранулами [1,5]. Вероятность туннелирования зависит от взаимной ориентации магнитных моментов гранул, и макроскопически данная связь может быть представлена в виде соотношения $\Delta R = -P^2(M/M_S)^2$, где ΔR — изменение сопротивления композита, P — коэффициент по-

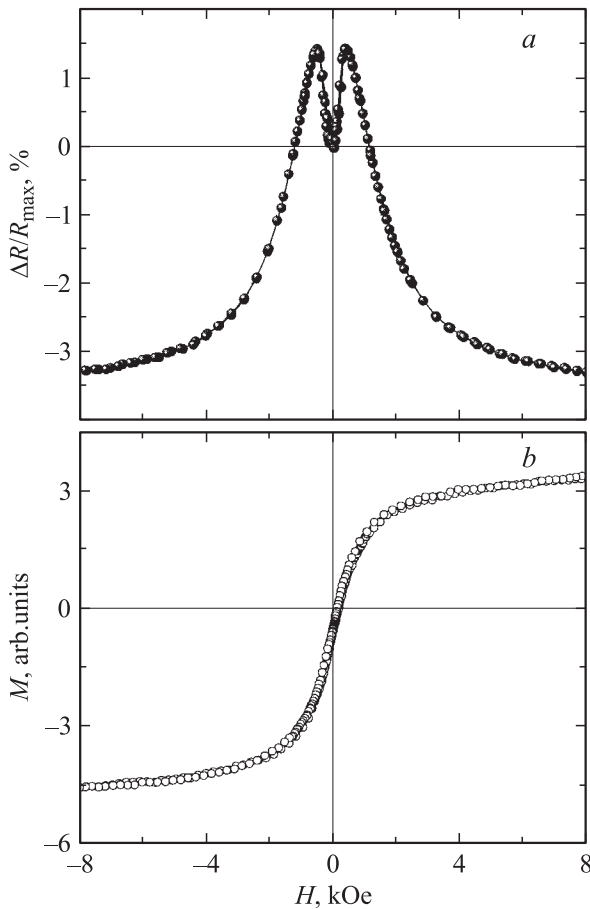


Рис. 2. Полевые зависимости магнитосопротивления (а) и намагниченности (б) наногранулированного композита $\text{Co}_{58}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{42}$.

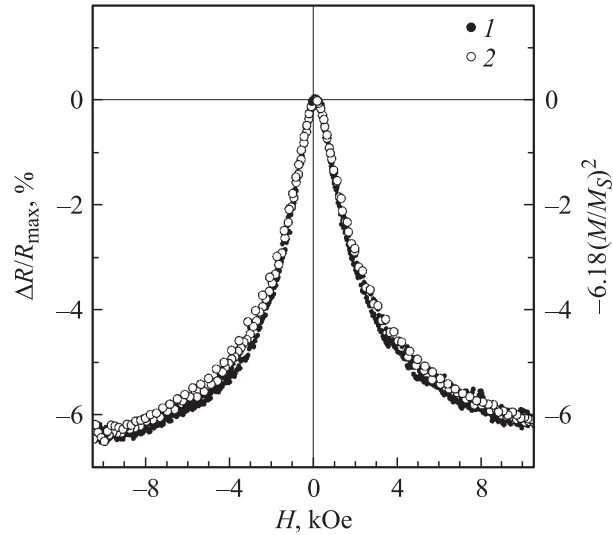


Рис. 3. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta R/R_{\max}$ (1) и квадрата приведенной намагниченности $-6.18(M/M_S)^2$ (2) наногранулированного композита $\text{Co}_{46}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{54}$ ($P^2 = 6.18$).

ляризации электронов, M — текущая намагниченность композита от внешнего поля, M_S — намагниченность насыщения [13]. Эта корреляция имеет место в композитах $\text{Co-Al}_2\text{O}_n$, проявляющих только отрицательное магнитосопротивление (рис. 3), однако отсутствует в композитах с положительной составляющей магнитосопротивления. На рис. 2 приведены полевые зависимости магнитосопротивления и намагниченности композита $\text{Co}_{58}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{42}$. Видно, что на кривой намагничивания отсутствует гистерезис и нет никаких аномалий, в то время как на зависимости магнитосопротивления имеют место два максимума.

ПМС наблюдается только в тех композитах, составы которых расположены вблизи порога перколяции (рис. 1, а, с). При таких концентрациях происходит образование кластерной структуры из соприкасающихся друг с другом металлических гранул, и поэтому значительно возрастает доля электропереноса по сформированным металлическим областям, являющимся ферромагнитными. В этом случае может возникнуть анизотропное магнитосопротивление [4,6,7,17,15], характерной особенностью которого является зависимость знака эффекта от взаимной ориентации тока и магнитного поля. Поэтому были проведены измерения магнитосопротивления композита $\text{Co}_{58}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{42}$ с максимальным значением ПМС при различной ориентации тока и поля. Как следует из полученных результатов (рис. 4), не только знак эффекта, но даже форма кривой не меняется при изменении направления магнитного поля. Данный факт свидетельствует о том, что наблюдаемый эффект не является анизотропным и обусловлен спин-зависимым туннелированием электронов между ферромагнитными гранулами, поскольку для такого механизма взаимная ориентация тока и поля неважна [16]. Исключением

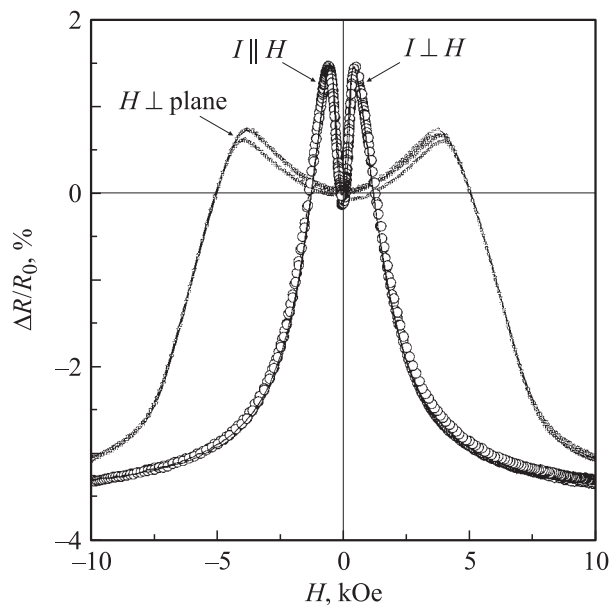


Рис. 4. Зависимости магнитосопротивления наногранулированного композита $\text{Co}_{58}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{42}$ от взаимной ориентации магнитного поля и тока, а также от ориентации магнитного поля относительно плоскости образца. $I \parallel H$ — поле и ток ориентированы в плоскости образца и параллельны друг другу; $I \perp H$ — поле и ток ориентированы в плоскости образца, но взаимно перпендикулярны; $H \perp \text{plane}$ — поле перпендикулярно плоскости образца и току через образец.

является случай перпендикулярной ориентации магнитного поля к плоскости образца. Смещение положений максимумов магнитосопротивления в область больших значений напряженности магнитного поля объясняется влиянием размагничивающего фактора, который при данной геометрии близок к единице (отношение толщины исследуемой пленки к ее ширине составляет величину порядка 10^{-4}). Уменьшение максимальных значений магнитосопротивления, по всей видимости, обусловлено перпендикулярной анизотропией исследуемых композитов. Наличие анизотропии перпендикулярной плоскости пленки, в подобных объектах подтверждается исследованием частотных зависимостей магнитной проницаемости [17]. Однако, несмотря на наблюдаемые различия, ПМС сохраняется в композите и при такой геометрии измерения.

В соответствии с моделью [5] вероятность туннелирования электронов между двумя соседними ферромагнитными гранулами максимальна при сонаправленной ориентации их магнитных моментов. Наличие в достаточно широком интервале составов ПМС означает существование некоего механизма, который, несмотря на увеличение макроскопической намагниченности композита в области малых полей ($0-600$ Oe, рис. 2, *b*), в локальном окружении гранулы, участвующей в электропереносе, приводит к возрастанию степени магнитной разупорядоченности, что увеличивает туннельное сопротивление (рис. 2, *a*).

Возможны две причины увеличения локальной разупорядоченности магнитных моментов в области малых магнитных полей. Это может быть связано с наличием на поверхности гранул оксида кобальта, являющегося антиферромагнетиком с температурой Нееля 291 K [18]. Для проверки данного предположения было проведено сравнительное исследование магнитосопротивления композита $\text{Co}_{58}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{42}$ при температурах 293 и 415 K (вторая температура значительно превышает температуру Нееля оксида кобальта, находящегося в массивном состоянии). Как следует из полученных данных (рис. 5), ПМС сохраняется в композите даже при столь высокой температуре. Если принять, что температуры Нееля тонкой пленки и массивного материала близки по величине, можно сделать вывод, что оксид кобальта не является причиной положительной составляющей магнитосопротивления.

Структура композитов, проявляющих ПМС, характеризуется наличием как отдельных изолированных наногранул, так и соприкасающихся друг с другом гранул, образующих кластеры. Поэтому второе объяснение механизма возникновения ПМС может быть связано с количественными различиями значений энергии магнитной анизотропии гранул и кластеров, а также с наличием сильного диполь-дипольного взаимодействия между ними. Такой механизм был предложен в [10], и, на наш взгляд, позволяет объяснить результаты, полученные в системе $\text{Co}-\text{Al}_2\text{O}_n$. В модели используются структурные особенности композитов, расположенных вблизи порога перколяции. Из анализа результатов электронно-микроскопических исследований таких композитов следует, что гранулы и кластеры формируют лабиринтоподобную структуру, в которой наиболее часто встречающейся конфигурацией является цепочка из контактирующих друг с другом гранул [1,19]. Иными словами, структура композита вблизи порога

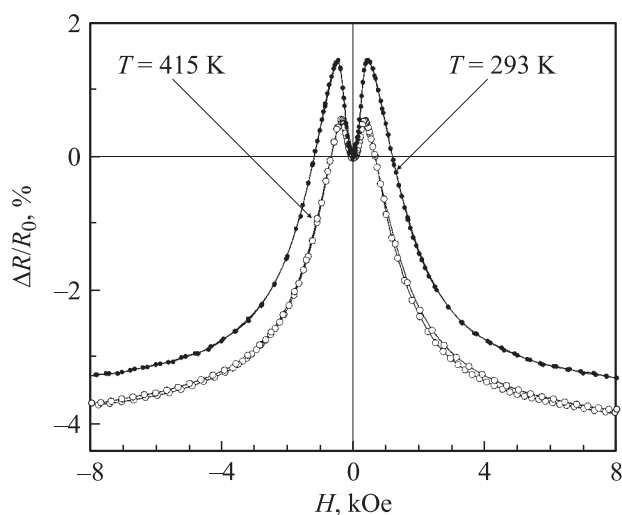


Рис. 5. Полевые зависимости магнитосопротивления наногранулированного композита $\text{Co}_{58}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{42}$, измеренные при двух температурах.

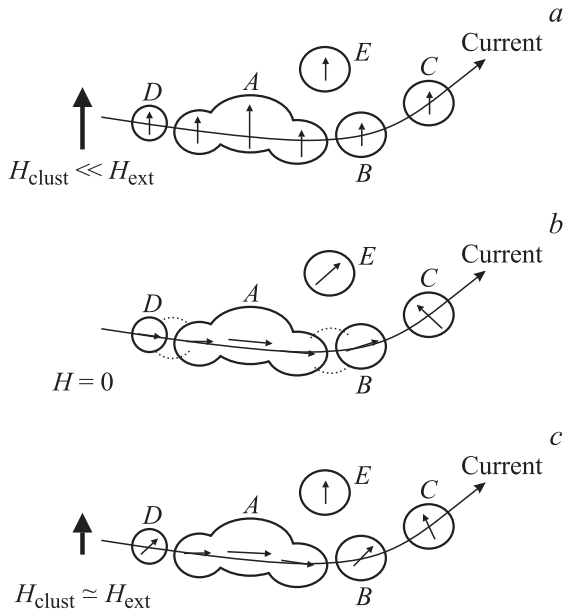


Рис. 6. Схемы протекания туннельного тока для различных значений напряженности внешнего магнитного поля [9]. H_{ext} — внешнее магнитное поле, H_{clust} — поле, создаваемое магнитным моментом кластера. *a* — условия сильного внешнего магнитного поля, *b* — условия нулевого магнитного поля, *c* — условия слабого внешнего магнитного поля.

перколяции представляет собой совокупность цепочек-кластеров, распределенных между отдельными, изолированными друг от друга гранулами.

В том случае, когда напряженность внешнего магнитного поля большая (в эксперименте напряженность поля равна 10 кОе), магнитные моменты всех гранул ориентированы параллельно друг другу (рис. 6, *a*), создавая тем самым условия для максимальной туннельной проводимости и соответственно для минимального электрического сопротивления. Для больших величин магнитного поля неважно, принадлежит ли гранула кластеру (гранула *A*) или изолирована как магнитно, так и электрически от ближайших соседей (гранулы *C*, *E*). В другом предельном случае, когда внешнее поле равно нулю, магнитные моменты гранул должны быть ориентированы вдоль их осей легкого намагничивания (ОЛН), что и происходит при малой концентрации металлической фазы. Более того, поскольку ОЛН гранул доперколяционного нанокompозита ориентированы друг относительно друга случайно, магнитные моменты гранул в нулевом поле оказываются максимально разориентированными, что обуславливает максимальное значение сопротивления образца. Вблизи порога перколяции ситуация меняется, расстояния между гранулами, а также между гранулами и кластерами становится значительно меньше и на ориентации магнитных моментов начинает сказываться диполь-дипольное взаимодействие (рис. 6, *b*). Вследствие анизотропии формы магнитный момент кластера ориентирован вдоль его длинной оси, а вследствие того, что магнитный момент

является аддитивной характеристикой, у кластера его величина больше, чем у гранулы, причем эта разница пропорциональна разности объемов кластера и гранулы. Поскольку энергия анизотропии у кластера больше, чем у отдельной гранулы, диполь-дипольное взаимодействие будет влиять на ориентацию магнитных моментов гранул, находящихся вблизи этого кластера (гранулы *B* и *D*). Следовательно, взаимодействие между кластером и ближайшими к нему гранулами приводит к формированию областей с сонаправленной ориентацией магнитных моментов, как это показано на рис. 6, *b*. Это означает, что сопротивление гранулированного образца не является максимальным в нулевом магнитном поле, как это имело бы место вдали от порога перколяции.

Рассмотрим теперь случай слабого магнитного поля, соизмеримого по величине с полем, создаваемым кластером в ближайшем окружении (рис. 6, *c*). Магнитные моменты гранул, находящихся вдали от кластера (гранула *C*), начинают ориентироваться по полю. Однако магнитные моменты гранул *D* и *B*, находящихся вблизи кластера, не могут быть переориентированы в той же мере, поскольку на них помимо внешнего поля воздействует и поле кластера, который из-за более высокого значения анизотропии не перемагничивается в слабом поле. Вместе с тем магнитные моменты гранул, окружающих кластеры, отклоняются от направления, задаваемого диполь-дипольным взаимодействием: их ориентация определяется минимумом внутренней энергии и не коллинеарна ни направлению магнитного момента кластера, ни направлению внешнего магнитного поля. Таким образом, максимальная степень разориентации магнитных моментов (соответствующая максимуму сопротивления) реализуется в композите в небольших магнитных полях.

Очевидно, что в случае действия такого механизма увеличение доли металлической фазы должно приводить к росту значений напряженности магнитного поля, соответствующего максимуму магнитосопротивления. Это вызвано тем, что рост кластера обуславливает увеличение его магнитного момента и соответственно возрастание энергии диполь-дипольного взаимодействия с ближайшими гранулами. Данное предположение полностью подтверждается полученными экспериментальными результатами. На рис. 7 показано, что величина магнитного поля, соответствующего максимуму магнитосопротивления, практически линейно увеличивается с возрастанием доли кобальта в композите.

Рассмотренный выше механизм возникновения ПМС объясняет наблюдаемые экспериментальные факты для композитов $Co-Al_2O_3$, однако в явном виде не отвечает на вопрос: почему положительный эффект наблюдается в нанокompозитах с кристаллическими гранулами и отсутствует в композитах с аморфными наногранулами? Ранее были проведены исследования магниторезистивных свойств гранулированных композитов с наногранулами сложного состава ($Co_{41}Fe_{39}B_{20}$, $Co_{84}Nb_{14}Ta_2$ и $Fe_{45}Co_{45}Zr_{10}$), имеющими аморфную

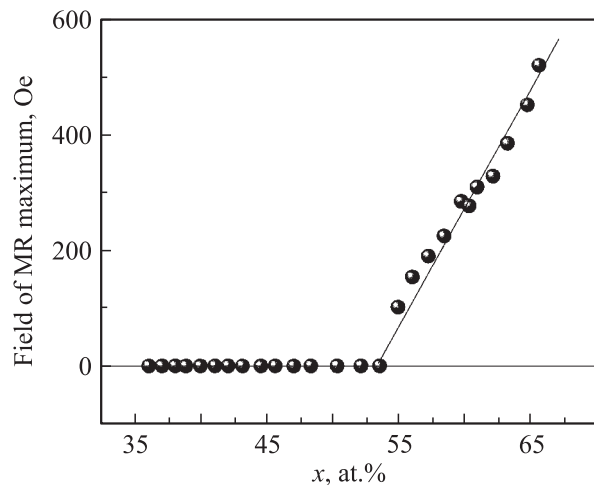


Рис. 7. Концентрационная зависимость напряженности магнитного поля, соответствующего максимальному сопротивлению (максимуму положительного магнитосопротивления) наногранулированных композитов $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$.

структуру [13,19,20]. Ни в одной из изученных систем ПМС не было обнаружено при комнатной температуре, хотя все композиты были получены по одинаковой технологии и в тех же режимах, что и $\text{Co-Al}_2\text{O}_n$.

В рамках рассматриваемого механизма отсутствие ПМС может быть связано с различными значениями константы магнитной анизотропии аморфных и кристаллических гранул и соответственно с различной высотой потенциального барьера, разделяющего локальные энергетические минимумы. Суперпарамагнитное состояние композита характеризуется тем, что тепловая энергия kT превышает высоту потенциального барьера, обусловленного энергией анизотропии E_a , наногранулы и разделяющего два энергетически эквивалентных состояния, которые соответствуют противоположной ориентации магнитного момента гранулы. Обычно при комнатной температуре $E_a < kT$ и магнитный момент наногранулы m переориентируется вдоль ОЛН за время, определяемое выражением $\tau = \tau_0 \exp(E_a/kT)$, где τ_0 составляет величину порядка $10^{-9} - 10^{-13}$ с [21,22].

Диполь-дипольное взаимодействие между гранулой и кластером (кластер A и гранула B на рис. 6) приводит к тому, что энергетическая диаграмма перестает быть симметричной и одно из ориентационных направлений магнитного момента гранулы становится энергетически более выгодным. Однако такая смещенная конфигурация энергетических минимумов не может значительно сказываться на магнитных характеристиках композитов, если выполняется условие $E_a < kT$. Ситуация меняется, если высота потенциального барьера гранулы оказывается соизмеримой с kT ($\frac{1}{2}kT < E_a < kT$). В этом случае изменение высоты барьера, вызванное неэквивалентностью противоположно ориентированных направлений магнитного момента гранулы, может привести к блокированию этого момента в ориентации,

параллельной намагниченности ближайшего кластера. Это подобно охлаждению композита во внешнем магнитном поле, когда моменты гранул термически блокируются в ориентации, определяемой магнитным полем. В литературе приводятся различные значения констант магнитной анизотропии кобальтовых кристаллических наногранул. Обычно значения находятся в пределах от 10^5 [21] до 10^6 J/m^3 [22]. Тогда для среднего диаметра гранулы ~ 4 nm энергия анизотропии будет находиться в интервале $\sim 3 \cdot 10^{-21} - 3 \cdot 10^{-20}$ J, что совпадает или несколько выше по порядку величины значения тепловой энергии при комнатной температуре ($kT_{300} = 4.14 \cdot 10^{-21}$ J). С другой стороны, можно оценить величину, на которую изменяется высота потенциального барьера вследствие диполь-дипольного взаимодействия. Магнитный момент кобальтовой наногранулы примем равным 10^{-20} $\text{A} \cdot \text{m}^2$ [20], момент кластера $3 \cdot 10^{-20}$ $\text{A} \cdot \text{m}^2$, а расстояние между ними 2 nm. Тогда энергия диполь-дипольного взаимодействия будет равна $3.7 \cdot 10^{-21}$ J. Следовательно, в случае кристаллических наногранул изменение высоты потенциального барьера действительно может сказываться на возможности магнитного момента гранулы быть переориентированным за счет термических флуктуаций, поскольку результирующая высота барьера оказывается больше, чем тепловая энергия. Увеличение температуры должно приводить к уменьшению степени блокирования магнитных моментов гранул и, следовательно, к уменьшению величины ПМС. Именно такая зависимость наблюдается в эксперименте, когда измерения, проведенные при повышенной температуре (415 K, рис. 5), обнаруживают уменьшение ПМС более чем в 2 раза.

В аморфных наногранулах ситуация иная. Как показывают наши исследования, проведенные на композитах CoFeB-SiO_n и CoNbTa-SiO_n , отсутствие у гранул магнитокристаллической анизотропии снижает средние значения констант анизотропии до величины $\sim 5 \cdot 10^3$ J/m^3 , что практически на два порядка ниже соответствующих значений для кристаллических наногранул [21,22]. Энергия анизотропии (высота потенциального барьера) для аморфной частицы диаметром 4 nm равна 10^{-22} J, что более чем на порядок меньше тепловой энергии при 300 K. Следовательно, изменение высоты исходно низкого потенциального барьера аморфной наногранулы вследствие магнитного взаимодействия с перколяционным кластером вряд ли может значительно повлиять на термическую переориентацию магнитного момента аморфной наногранулы. Таким образом, появление эффекта ПМС в нанокompозитах определяется соотношением между энергией анизотропии, энергией диполь-дипольного взаимодействия и тепловой энергией. Для реализации эффекта ПМС необходимо, с одной стороны, чтобы высота барьера была соизмерима с kT ($\frac{1}{2}kT < \Delta E < kT$), а с другой стороны, чтобы в результате диполь-дипольного взаимодействия высота барьера для одного из локальных минимумов превышала величину kT . По всей видимости, этим же (несоблюдением

приведенного соотношения между энергиями) объясняется и тот факт, что далеко не в каждой кристаллической наногранулированной системе обнаруживается ПМС.

4. Заключение

Установлено, что вблизи порога перколяции композиты $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ проявляют изотропное ПМС, достигающее 1.5% в полях 10 кОе. ПМС не коррелирует с процессом перемагничивания композита в том смысле, что на кривой намагничивания не наблюдается никаких аномалий, которые могли бы объяснить появление эффекта ПМС. Предполагается, что причина эффекта связана с присутствием в структуре перколяционных композитов как кластеров, так и изолированных гранул со значительно различающимися величинами магнитной анизотропии и наличием диполь-дипольного взаимодействия между кластерами и ближайшими к ним гранулами. Возникновение положительного эффекта определяется соотношением между величинами тепловой энергии, энергии анизотропии наногранул и кластеров, а также энергии диполь-дипольного взаимодействия между ними.

Авторы выражают признательность А.Б. Грановскому за обсуждение и сделанные замечания.

Список литературы

- [1] B. Abeles, P. Sheng, M.D. Coutts, Y. Arie. *Adv. Phys.* **24**, 407 (1975).
- [2] C.L. Chien. *Mater. Sci. Eng. B* **31**, 127 (1995).
- [3] S. Mitani, H. Fujimori, K. Takanashi. *J. Magn. Magn. Mater.* **198–199**, 179 (1999).
- [4] A. Gerber, A. Milner, B. Groisman. *Phys. Rev. B* **55**, 6446 (1997).
- [5] J.C. Slonczewski. *Phys. Rev. B* **39**, 6995 (1989).
- [6] B. Zhao, X. Yan, A.B. Pakhomov. *J. Appl. Phys.* **81**, 5527 (1997).
- [7] Y. Hayakawa, N. Nasegawa, A. Makino. *J. Magn. Magn. Mater.* **154**, 175 (1996).
- [8] А.Е. Варфоломеев, М.В. Седова. *ФТТ* **45**, 500 (2003).
- [9] Б.А. Аронзон, А.Е. Варфоломеев, Д.Ю. Ковалев. *ФТТ* **41**, 944 (1999).
- [10] S. Sankar, A.E. Berkowitz, D.J. Smith. *Phys. Rev. B* **62**, 14 273 (2000).
- [11] А.С. Андреев, В.А. Березовец, А.Б. Грановский, И.В. Золотухин, М. Инуе, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней, Т. Палевский. *ФТТ* **45**, 1446 (2003).
- [12] M.A.S. Boff, J. Geshev, J.E. Schmidt. *J. Appl. Phys.* **91**, 9909 (2002).
- [13] S. Mitani, H. Fujimori, S. Ohnuma. *J. Magn. Magn. Mater.* **165**, 141 (1997).
- [14] S.U. Jen, C.C. Liao, J.C. Lee. *Magn. Magn. Mater.* **188**, 367 (1998).
- [15] A.N. Pogorilyi, A.F. Kravets, E.V. Shypil. *Thin Solid Films* **423**, 218 (2003).
- [16] A. Milner, A. Gerber, B. Groisman. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 475 (1996).

- [17] В.А. Калаев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников. *Альтернативная энергетика и экология* **5**, 19 (2004).
- [18] А.Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. Наука, М. (1973). 218 с.
- [19] О.В. Стогней, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, И.В. Золотухин, А.В. Слюсарев. *ФММ* **91**, 24 (2001).
- [20] Л.В. Луцев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней. *ФТТ* **44**, 1802 (2002).
- [21] J. Hesse, H. Bremers, O. Hupe. *J. Magn. Magn. Mater.* **212**, 153 (2000).
- [22] M.F. Hansen, S. Morup. *J. Magn. Magn. Mater.* **184**, 262 (1998).