

Индукцированное квантовым электронным размерным эффектом уменьшение суперпарамагнитных кластеров в нанопленках $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_n$

И.Н. Лукиенко, Н.Ф. Харченко, В.М. Хрусталеv, В.Н. Савицкий,
А.В. Федорченко, В.А. Десненко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: lukijenko@ilt.kharkov.ua*

А.Н. Стеценко, В.В. Зорченко

*Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина*

Статья поступила в редакцию 4 июля 2012 г.

Известно, что квантовые размерные эффекты являются важным фактором для формирования морфологических особенностей металлических пленок. Выявленные в работе закономерности поведения суперпарамагнитного магниторезистивного эффекта в многослойных нанопленках $\text{Co}/\text{Cu}(111)$ в магнитном поле свидетельствуют о влиянии электронного размерного эффекта на образование кластеров в этих пленках. Представлены результаты измерений высокополевого магниторезистивного эффекта в многослойных пленках $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_{20}$ с неизменной толщиной слоев кобальта и изменяющимися от пленки к пленке толщинами слоев меди. Обнаружено уменьшение эффективных размеров суперпарамагнитных образований в пленках, имеющих слои меди с толщинами, которые соответствуют максимумам антиферромагнитной обменной связи между слоями кобальта. Высказано предположение, что наблюдаемое «измельчение» суперпарамагнитных частиц обусловлено осциллирующими изменениями электронной плотности в интерфейсном слое Co/Cu , индуцированными квантовым электронным размерным эффектом в слоях меди.

Відомо, що квантові розмірні ефекти є вагомим фактором для формування морфологічних особливостей металічних плівок. Виявлені в роботі закономірності у поведінці суперпарамагнітного магніторезистивного ефекту в багатосарових наноплівках $\text{Co}/\text{Cu}(111)$ в магнітному полі свідчать про вплив електронного розмірного ефекту на формування кластерів у цих плівках. Представлено результати вимірів високопольового магніторезистивного ефекту в багатосарових плівках $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_{20}$ із сталою товщиною шарів кобальту та із змінною товщиною шарів міді в різних плівках. Виявлено зменшення ефективних розмірів суперпарамагнітних утворень у плівках з товщиною шарів міді, які відповідають максимумам антиферромагнітного зв'язку між шарами кобальту. Зроблено припущення, що виявлене «здрібнення» суперпарамагнітних частинок зумовлено осцилюючими змінами електронної густини в інтерфейсному шарі Co/Cu , що індуковані квантовим розмірним ефектом в шарах міді.

PACS: 73.50.Jt Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты (в том числе термомагнитные эффекты);
75.70.Cn Магнитные свойства вблизи границы раздела (многослойные структуры, сверхрешетки, гетероструктуры);
75.20.-g Диамагнетизм, парамагнетизм и суперпарамагнетизм.

Ключевые слова: магниторезистивный эффект, квантовый размерный эффект, суперпарамагнитные кластеры, «электронный рост» пленок, многослойные нанопленки, $\text{Co}/\text{Cu}(111)$.

1. Введение

Наноразмерные слоистые системы типа ферромагнитный–нормальный металл (ФМ–НМ) — многослойные пленки, столбики, проволоочки, мембраны, основу которых составляют однородные или гранулированные слои Co и Cu, — продолжают быть в центре внимания технологов и исследователей магниторезистивных материалов [1–3]. Достигнутое значение магниторезистивного эффекта при комнатных температурах в наносистемах Co/Cu превышает 90% [2]. Определяющим в магниторезистивных свойствах слоистых и гранулированных систем ФМ–НМ является наличие резкой границы между компонентами. Несмачиваемость и взаимная нерастворимость Co и Cu препятствуют образованию сплавов Co_xCu_{1-x} с промежуточными магнитными свойствами [4], что и дает возможность приготовления резких интерфейсов Co/Cu, в результате чего системы на их основе являются одними из наиболее перспективных магниторезистивных материалов [5,6].

Характерная особенностьготавливаемых различными способами многослойных нанопленок $[Co/Cu]_n$ — наличие в них суперпарамагнитных (СПМ) кластеров, содержащих большое число ионов кобальта [7–12]. Наличие кластеров особенно характерно для пленок, содержащих слои Cu(111). Сопrotивление слоистых структур $[Co/Cu(111)]$ изменяется в магнитном поле подобно изменению сопротивления гранулированных систем Co в матрицах Cu [13,14], Ag [15], Au [16]. Даже в высококачественных пленках, приготовленных методом молекулярной эпитаксии в условиях высокого вакуума, основной вклад в магниторезистивный эффект дает рассеяние электронов на СПМ кластерах, а не на антиферромагнитно обменно-связанных слоях Co [12]. Последний вклад нередко составляет лишь несколько процентов от всей величины магниторезистивного эффекта [10,12]. Это обстоятельство даже препятствовало экспериментальному подтверждению наличия обменного взаимодействия между слоями Co в системах Co/Cu(111)/Co [17,18]. Исследование причин образования магнитных неоднородностей в многослойных пленках на основе ферромагнитных и благородных металлов и изучение возможностей контролировать процессы кластерообразования проводилось во многих работах.

В настоящей работе обращено внимание на экспериментально выявленные особенности магниторезистивных свойств многослойных нанопленок $[Co/Cu(111)]_{20}$, различающихся между собой толщинами слоев меди. Эти особенности состоят в том, что размеры СПМ кластеров, величины магнитных моментов которых определялись путем аппроксимации экспериментальных зависимостей высокополевого магнитосопротивления

от напряженности магнитного поля функциями Ланжевена, немонотонно зависят от толщины слоев меди и при определенных их значениях заметно уменьшаются. Обнаруженная закономерность указывает на влияние квантового электронного размерного эффекта в слоях меди на образование СПМ кластеров атомов кобальта в слоистой системе Co/Cu(111).

2. Образцы и методы исследований

Многослойные пленки $[Co/Cu]_{20}$ были конденсированы на слюдяные подложки методом магнетронного распыления. Температуры подложек при осаждении слоев были близки к 300 К. Остаточная атмосфера в вакуумной установке составляла 10^{-6} Торр, а рабочее давление аргона при распылении — $1,3 \cdot 10^{-3}$ Торр. Скорости осаждения Co и Cu равнялись 0,045 и 0,058 нм/с соответственно. Для обеспечения равномерного роста слоев сначала на слюду напыляли слой меди толщиной 5 нм. На нем, путем поочередной конденсации, формировались слои Co и Cu. Толщины слоев определялись режимом и временем напыления и контролировались методами многолучевой оптической интерферометрии и малоугловой рентгеновской дифрактометрии. Погрешность при определении толщин слоев составляла не более 3%.

Эффективные толщины слоев кобальта во всех пленках были одинаковы и близки к 0,8 нм. Эффективная толщина слоев меди d_{Cu} в каждой пленке была неизменной и в различных пленках составляла 0,7; 0,8; 0,9; 1; 1,1; 1,2; 1,35; 1,5; 1,7; 1,8; 1,9 и 2 нм. Сверху слои $[Co/Cu]_{19}/Co$ покрывали слоем меди толщиной 1,25 нм. Слои металлов нарастали друг на друге, образуя многослойные зерна-столбики $Cu(1,25 \text{ нм})[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(d_{Cu})]_{19}/Co(0,8 \text{ нм})/Cu(5 \text{ нм})$ с монокристаллическими слоями ГЦК Co и ГЦК Cu. Кристаллографические плоскости (111) слоев были параллельны подложке. Как показали электронномикроскопические наблюдения, зерна-столбики имели поперечные размеры около 8–10 нм. Несмотря на то что кристаллографическая «легкая» ось [111] анизотропии Co в пленках перпендикулярна подложке, магнитные моменты ориентируются под влиянием поля размагничивания в плоскости слоев. Кривые намагничивания пленок регистрировались магнитооптическими методами и с помощью SQUID-магнитометрии. Измерение магнитосопротивления пленок проводили при комнатной температуре стандартным четырехконтактным методом. Геометрия измерений была продольной: магнитное поле прикладывалось в плоскости пленки параллельно электрическому току. Дополнительно на SQUID-магнитометре были проведены термомангнитные измерения одной из пленок.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Более ранние исследования продольного магнитооптического эффекта Керра в этих же пленках показали, что коэрцитивные поля гистерезисных петель намагничивания в поле, лежащем в плоскости пленок, не превышали 100 Э для всех пленок. Мы не акцентируем внимание на магнитосопротивлении в таких слабых полях, а рассматриваем полевые зависимости магнитосопротивления $MR(H)$ в полях, превышающих поля магнитного насыщения ферромагнитных составляющих слоев.

Величина магниторезистивного эффекта определена здесь как $MR = 100(R(H) - R(H \rightarrow 0))/R(H \rightarrow 0)$. Значение $R(H \rightarrow 0)$ было получено путем экстраполяции зависимости $R(H)$ от нескольких килоэрстед к нулевому значению поля. Зависимости $MR(H)$ имеют обычный вид, характерный для гранулированных и многослойных систем ферромагнитный–нормальный металл различного состава (Co–Ag [15], Co–Cu [8], Co/Cu [9,13], Ni–Cu/Cu [14], Co/Ag [19]). Полевые зависимости магнитосопротивления исследованных нами пленок Co/Cu(111) имеют вид, далекий от насыщения при $H = 15$ кЭ (максимальное в эксперименте поле), тогда как намагниченность их ферромагнитных составляющих близка к полному насыщению в полях около 1 кЭ. На рис. 1 представлены полученные зависимости $MR(H)$ для некоторых пленок. Зависимости для остальных исследованных пленок подобны приведенным.

Как известно, гигантское магнитосопротивление слоистых и гранулированных структур ФМ–НМ возникает как следствие спин-зависимого рассеяния электронов проводимости [5,20,21]. Его значение пропорционально косинусу угла θ_{ij} между магнитными

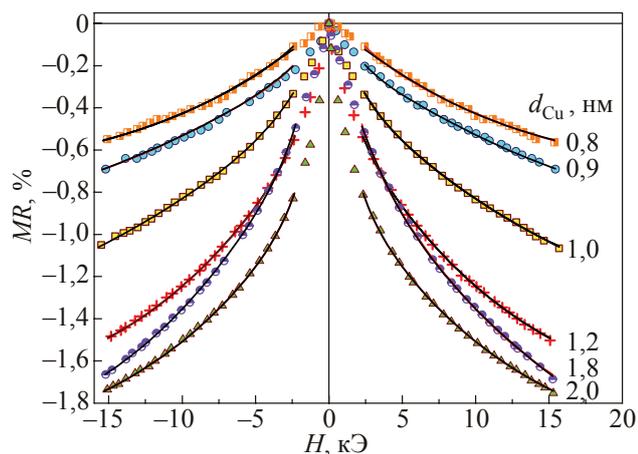


Рис. 1. Зависимости магнитосопротивления нескольких пленок серии $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(d_{Cu})]_{20}$ от напряженности магнитного поля, полученные в продольной геометрии эксперимента. Линиями, которые накладываются попарно друг на друга, показана аппроксимация экспериментальных точек выражениями (1) и (2), начиная с поля 2 кЭ.

моментами рассеивающих ферромагнитных центров. Уменьшение угла θ_{ij} по мере выстраивания магнитных моментов ФМ слоев или гранул вдоль внешнего магнитного поля снижает вероятность рассеяния электронов проводимости с поляризацией спина вдоль направления магнитного поля и тем самым уменьшает величину сопротивления. В исследованных пленках намагничивание ферромагнитных слоев почти не сказывается на зависимости $MR(H)$. Почти все изменения определяются рассеянием электронов на магнитных неоднородностях, намагниченность которых остается далекой до насыщения и в поле 15 кЭ. Отметим, что магнитные неоднородности, связанные с существованием в пленках ферромагнитных ступенек, выступов, мостиков между ферромагнитными слоями насыщаются в полях ненамного больших поля насыщения ферромагнитных слоев. Начальные участки кривых $MR(H)$ для пленок с толщинами медных слоев 0,9 и 1,8 нм, в которых можно ожидать максимумы антиферромагнитного обменного взаимодействия между слоями кобальта, возможно, отображают разрушение антиферромагнитного порядка слоев. Линейные изменения намагниченности в магнитном поле, возникающие в процессе схлопывания магнитных моментов слоев Co, четко видны лишь для пленки $[Co/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$ в полях до 2 кЭ. Поэтому будем рассматривать изменения магнитосопротивления только в полях, больших 2 кЭ, где почти все изменения обусловлены намагничиванием СПМ частиц.

Суперпарамагнитными образованиями в пленках могут быть как СПМ кластеры, формирующиеся в слое меди в процессе напыления пленки, так и слабосвязанные с родительской ферромагнитной массой участки слоев кобальта («суперспиновые чешуйки») или полностью от нее оторванные («суперспиновая шелуха» — “loose spins”), образующиеся вблизи интерфейса [8]. Ожидаемые зависимости магнитосопротивления для этих СПМ образований могут несколько различаться. Так, для изолированных СПМ частиц, расположенных вдали от ферромагнитного слоя, $MR(H)$ должно изменяться так же, как и для гранулированных СПМ систем. А именно, определяться средним значением косинуса $\langle \cos \theta_{ij} \rangle$, где θ_{ij} — угол между магнитными моментами любой пары смежных СПМ частичек, находящихся внутри сферы с радиусом, равным средней длине свободного пробега электронов. Если взаимодействием СПМ частиц друг с другом можно пренебречь, то их магнитные моменты выстраиваются вдоль направления внешнего магнитного поля независимо друг от друга и $\langle \cos \theta_{ij} \rangle = \langle \cos \varphi_i \cos \varphi_j \rangle$, где φ_i и φ_j — углы между магнитными моментами каждой из СПМ частичек и направлением внешнего магнитного поля. Так как $\langle \cos \varphi \rangle = M(H)/M_S = L(\mu H/k_B T)$, где $L(\mu H/k_B T)$ — функция Ланжевена, k_B — постоянная Больцмана, то для зависимости $MR(H)$ СПМ частиц одного размера

справедливо соотношение $MR(H) = AL^2(\mu H/k_B T)$ [22]. При наличии СПМ частиц разных размеров можно ожидать более сложной зависимости:

$$MR(H) = [A_1 L(\mu_1 H / k_B T) + A_2 L(\mu_2 H / k_B T) + A_3 L(\mu_3 H / k_B T) + \dots]^2.$$

Для СПМ образований, расположенных в непосредственной близости от ферромагнитных слоев, «суперспиновых чешуек», основной причиной зависимости магнитосопротивления от поля будет рассеяние электронов проводимости на интерфейсе ФМ/НМ и на границах СПМ образований. В полях, больших поля насыщения ферромагнитного слоя, $\langle \cos \varphi \rangle = 1$. В этом случае магниторезистивный эффект должен описываться функцией Ланжевена или суммой функций Ланжевена, если допустить наличие СПМ частиц с разными размерами [12,22]:

$$MR(H) = B_1 L(\mu_1 H / k_B T) + B_2 L(\mu_2 H / k_B T) + B_3 L(\mu_3 H / k_B T) + \dots$$

Поскольку слои Со и Си в пленках имеют толщины всего в несколько атомных слоев, можно ожидать суперпозиции всех зависимостей.

Мы попытались описать наблюдаемые зависимости в рамках этих простых моделей. Для простоты ограничимся допущением, что в системе имеются суперпарамагнитные частицы одного или двух размеров. На рис. 2 показаны аппроксимации экспериментальной зависимости $MR(H)$ пленки с $d_{Cu} = 1,8$ нм функциями Ланжевена. Видно, что экспериментальные данные не удается описать одной функцией Ланжевена (рис. 2(в)) или ее квадратом (рис. 2(а)), но можно достаточно хорошо описать суперпозицией функций Ланжевена в рамках обеих моделей ((рис. 2(б) и (г)). Выделить одну из них как лучший вариант аппроксимации затруднительно.

Величины магнитных моментов СПМ образований во всех пленках были определены как подгоночные параметры при лучшей аппроксимации экспериментальных данных двумя зависимостями:

$$MR(H) = [A_1 L(\mu_1 H / k_B T) + A_2 L(\mu_2 H / k_B T)]^2 \quad (1)$$

и

$$MR(H) = B_1 L(\mu_1 H / k_B T) + B_2 L(\mu_2 H / k_B T). \quad (2)$$

Как видно на рис. 1, все экспериментальные данные одинаково хорошо описываются выражениями (1) и (2).

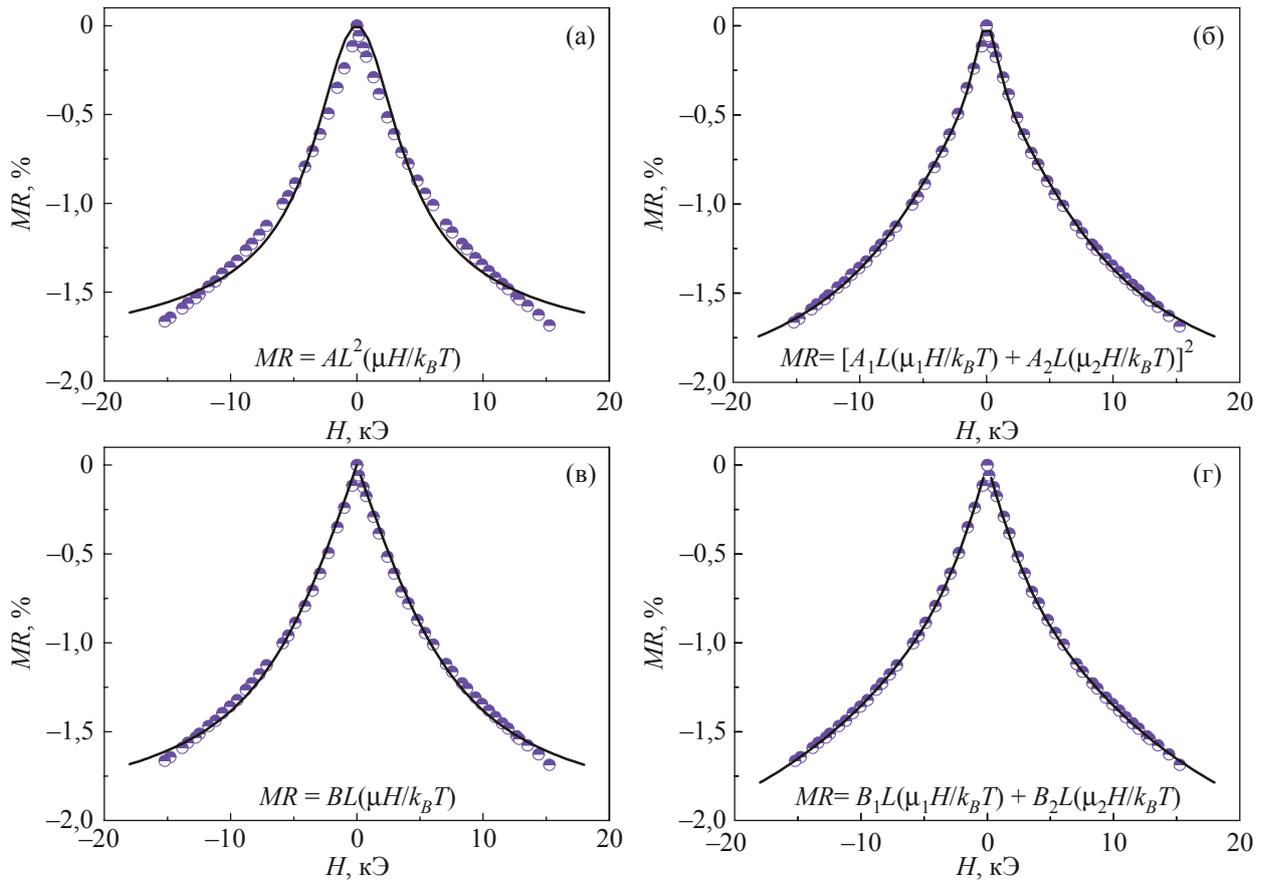


Рис. 2. Аппроксимации экспериментальной зависимости магнитосопротивления от напряженности магнитного поля $MR(H)$ пленки $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu(1,8 \text{ нм})]_{20}$: (а) — квадратом функции Ланжевена, (б) — квадратом суммы двух функций Ланжевена, (в) — функцией Ланжевена в первой степени, (г) — суммой двух функций Ланжевена.

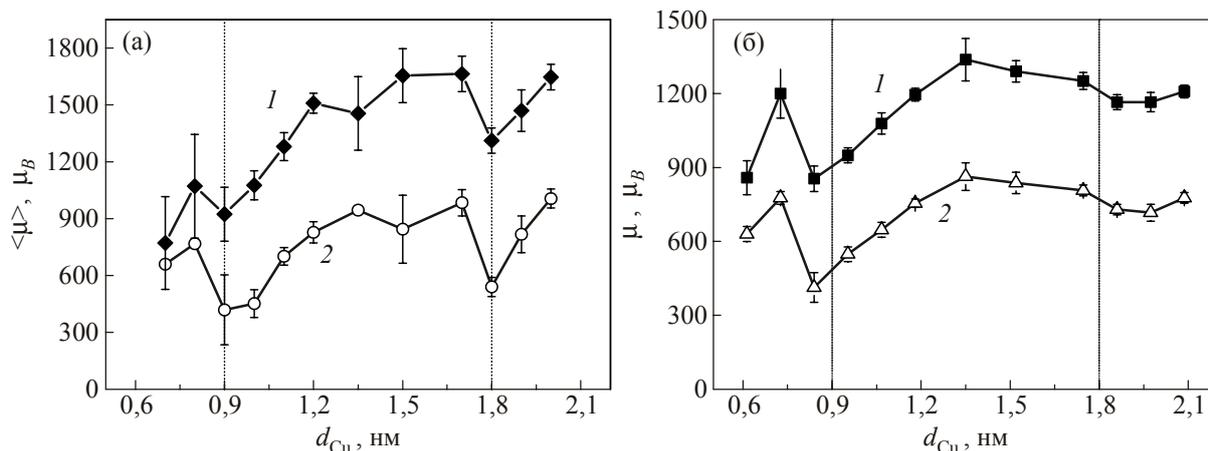


Рис. 3. Средние гармонически взвешенные величины магнитных моментов СПМ частиц в зависимости от толщины слоя меди в многослойных пленках [Co(0,8 нм)/Cu(d_{Cu})]₂₀, полученные при аппроксимации экспериментальных зависимостей $MR(H)$, начиная с поля 2 кЭ, квадратом суммы двух функций Ланжевена (кривая 1) и суммой двух функций Ланжевена (кривая 2) (а). Магнитные моменты СПМ частиц, полученные при аппроксимации экспериментальных данных, начиная с поля 5 кЭ, квадратом одной функции Ланжевена (кривая 1) и одной функцией Ланжевена (кривая 2) (б).

На рис. 3(а) представлены гармонические средние магнитных моментов СПМ частиц во всех пленках в зависимости от толщины слоя меди, проявивших себя в магниторезистивном эффекте. Гармонические средние определялись согласно выражениям:

$$\langle \mu \rangle_{bq} = \frac{A_1 + A_2}{A_1/\mu_1 + A_2/\mu_2} \quad (3)$$

для биквадратичной и

$$\langle \mu \rangle_{bl} = \frac{B_1^2 + B_2^2 + 4B_1B_2}{(B_1^2 + 2B_1B_2)/\mu_1 + (B_2^2 + 2B_1B_2)/\mu_2} \quad (4)$$

для билинейной аппроксимаций. На рис. 3(а) можно видеть особые закономерности изменения величин магнитных моментов при изменении толщины слоев меди: для пленок с $d_{Cu} = 0,9$ нм и $d_{Cu} = 1,8$ нм хорошо заметны уменьшения их магнитных моментов. На рис. 3(б) приведены значения СПМ моментов для всех пленок, определенные путем аппроксимаций экспериментальных данных для полей, больших 5 кЭ, одной функцией Ланжевена и ее квадратом. На них также видно уменьшение значений СПМ моментов для этих же пленок.

Различное поведение магниторезистивного эффекта в [Co(0,8 нм)/Cu(0,9 нм)]₂₀ и [Co(0,8 нм)/Cu(1,8 нм)]₂₀ проявляется также на зависимостях удельных вкладов в магниторезистивный эффект, приходящихся на единичный магнитный момент СПМ частицы при насыщении, A_i/μ_i (рис. 4). Величины магнитных моментов кластеров μ_i и величины их вкладов в эффект A_i были получены при аппроксимации экспериментальных данных суммой двух функций Ланжевена. Всплески удельного эффекта, по-видимому, обусловлены увеличением суммарной поверхности интерфейса СПМ Co/Cu

в этих пленках и увеличением эффективности кластеров, состоящих из нескольких сотен атомов кобальта [23]. Для пленок с $d_{Cu} = 0,9$ нм и $d_{Cu} = 1,8$ нм число ионов кобальта в гармонически усредненных кластерах $\langle \mu_i \rangle / 1,67\mu_B$ составляет около 250 и 320 соответственно.

Отметим, что если СПМ частицы взаимодействуют друг с другом, то определяемые указанным способом магнитные моменты являются эффективными. Их истинные величины μ_{true} могут быть большими при антиферромагнитном взаимодействии и меньшими при ферромагнитном [24,25]. Чтобы получить информацию о типе взаимодействия между СПМ частицами, мы

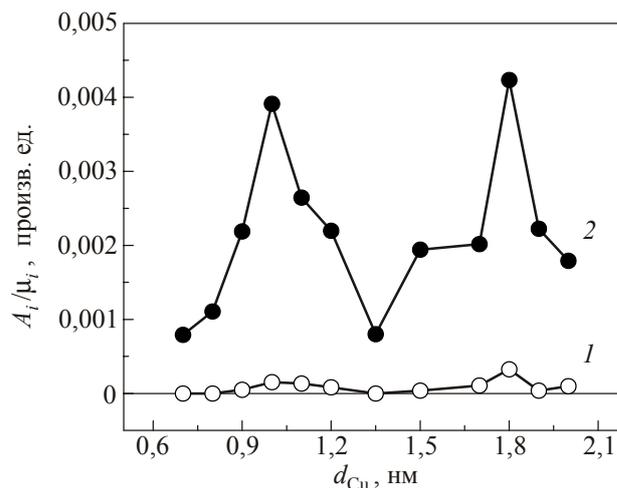


Рис. 4. Зависимости удельных вкладов в магниторезистивный эффект двух групп СПМ частиц A_i/μ_i от толщины медного слоя пленок [Co(0,8 нм)/Cu(d_{Cu})]₂₀, полученные при аппроксимации экспериментальных данных суммой двух функций Ланжевена. Линии (1) и (2) относятся к СПМ частицам большего и меньшего размеров соответственно.

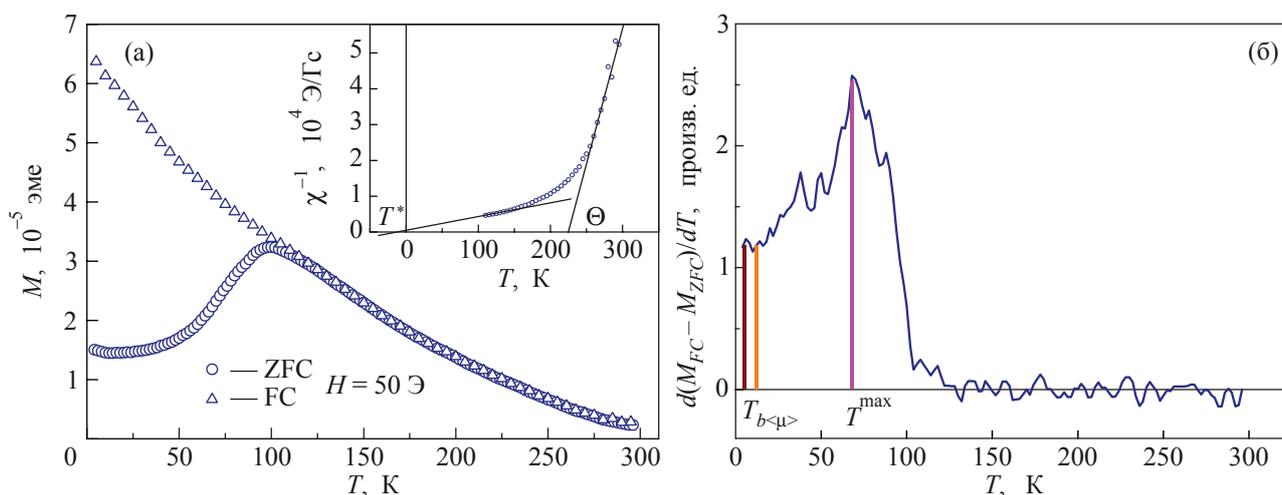


Рис. 5. Температурные зависимости магнитного момента пленки [Co/Cu(1,8 нм)]₂₀/слода, полученные при отогреве образца в поле 50 Э после предварительного охлаждения без поля ($M_{ZFC}(H)$) и в поле $H = 700$ Э ($M_{FC}(H)$) (а). $d(M_{FC} - M_{ZFC})/dT$ — распределение температур блокировки кластеров разной величины (б). Вертикальными линиями обозначены температуры блокировки «мелких» ($540 \mu_B$, $T_b = 5$ К) и «крупных» ($1353 \mu_B$, $T_b = 12,4$ К) кластеров, магнитные моменты которых были получены как гармонические средние при аппроксимации экспериментальных магниторезистивных зависимостей $MR(H)$ суммой функций Ланжевена и квадратом суммы функций Ланжевена соответственно. Максимум распределения при T^{\max} соответствует кластерам с магнитным моментом $8500 \mu_B$.

измерили температурные зависимости магнитного момента пленки [Co/Cu(1,8 нм)]₂₀ в поле 50 Э при отогреве после ее охлаждения без поля и в поле 700 Э. На рис. 5(а) представлены соответствующие кривые $M_{FC}(H)$ и $M_{ZFC}(H)$. Обе зависимости имеют вид, характерный для системы суперпарамагнитных кластеров с температурой блокировки их основной массы около 100 К. Кривые ZFC/FC раздваиваются при температуре близкой к 120 К. Отличие температуры максимума ZFC зависимости ($T_{\max} = 100$ К) от температуры раздвоения кривых указывает на существование взаимодействия между СПМ кластерами. На вставке показана зависимость обратной восприимчивости от температуры, из которой видно, что характер взаимодействия между большими кластерами, вносящими основной вклад в магнитную восприимчивость при высоких температурах, является ферромагнитным с характеристической температурой взаимодействия Θ , близкой к 225 К. Но ферромагнитное взаимодействие между меньшими кластерами, как это видно из низкотемпературного хвоста зависимости $H/M(T)$, существенно меньше и переходит в антиферромагнитное. Следуя работе [24], можно оценить «истинные» размеры кластеров, которые проявляют себя в магниторезистивных свойствах пленок с $d_{Cu} = 1,8$ нм. Большой вклад в магниторезистивный эффект дают меньшие кластеры, взаимодействие между которыми носит антиферромагнитный характер. В этом случае размеры «истинных» кластеров μ_{true} несколько больше тех, которые определены из аппроксимации экспериментальных данных ланжевенскими зависимостями μ :

$$\mu_{\text{true}} = \frac{\mu(T + T^*)}{T} \quad (5)$$

Однако, так как $T^* \lesssim 20 \text{ К} \ll T = 295 \text{ К}$, различие между μ_{true} и μ незначительно.

На рис. 5(б) производная $d(M_{FC} - M_{ZFC})/dT$ демонстрирует распределение температур блокировки СПМ кластеров. Пренебрегая слабой связью между мелкими кластерами, которые дают основной вклад в магниторезистивный эффект, и считая, что при понижении температуры их магнитные моменты блокируются магнитной анизотропией, можно определить температуры блокировки $T_b = KV_{cl}/25k_B$ кластеров в пленке [Co/Cu(1,8 нм)]₂₀, которые проявили себя в магниторезистивном эффекте. Здесь K — константа магнитной анизотропии V_{cl} — объем кластера. Для расчета T_b использовали значение константы анизотропии $K = 4,5 \cdot 10^5 \text{ Дж/м}^3$ объемного кобальта Co(ГЦК) [26]. Объем одного кластера $V_{cl} = V_0 \mu_{MR}/\mu_0$ рассчитывали, используя значения магнитного момента иона кобальта ($\mu_0 = 1,67 \mu_B$) и объема, который занимает один ион кобальта в ГЦК структуре, $V_0 = 11,76 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$. На рис. 5(б) вертикальными линиями обозначены температуры блокировки $T_{b < \mu >} = 5$ и $12,4$ К кластеров с магнитными моментами $\langle \mu \rangle = 540 \mu_B$ и $1350 \mu_B$, которые были определены как гармонические средние, полученные при аппроксимации кривых $MR(H)$ суммой функций Ланжевена и квадратом суммы функций Ланжевена соответственно. Максимум распределения T^{\max} приходится на кластеры с магнитным моментом $8500 \mu_B$, а «магниторезистивные» кластеры находятся на низкотемпературном «хвосте» распределения.

Толщины слоев меди $d_{Cu} = 0,9$ нм и $d_{Cu} = 1,8$ нм, при которых обнаружено уменьшение размеров СПМ кластеров, соответствуют максимумам АФМ обменной связи между слоями Со через Сu [27]. В ограниченных слоях Сu такой толщины имеет место квантовый размерный эффект, при котором энергия резонансных состояний электронов проводимости совпадает с уровнем Ферми Сu [28]. Это обстоятельство приводит к перераспределению электронной плотности на интерфейсе, что может существенно изменить взаимодействие атомов Со с атомами Сu. Известно, что резонансные электронные эффекты могут приводить к изменениям структуры атомной решетки металлического слоя [29–31], они нередко существенно влияют на сценарий роста металлических и полупроводниковых нанопленок, отвечают за самоорганизацию ансамблей квантовых дотов [32,33], влияют на структуру магнитных кластеров на поверхности нормального металла [34].

Выявленное уменьшение размеров СПМ частиц в исследованных нами пленках $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu]_{20}$, по-видимому, связано с влиянием квантового размерного эффекта на образование в процессе формирования интерфейсного слоя Со/Сu одно- или двухслойных плоских кластеров кобальта, отделенных от центрального участка ферромагнитного слоя кобальта разбавленным парамагнитным слоем Со–Сu.

4. Выводы

Проведенные исследования суперпарамагнитного магниторезистивного эффекта в многослойных нанопленках $[Co(0,8 \text{ нм})/Cu]_{20}$, приготовленных методом магнетронного распыления, выявили, что размеры формирующихся в них супермагнитных образований немонокотонно зависят от толщины слоев меди. При тех толщинах медных слоев, при которых устанавливается антиферромагнитная связь между ферромагнитными слоями кобальта, размеры суперпарамагнитных частиц заметно меньше, чем в пленках с другими толщинами медных слоев. Высказано предположение, что образование более мелких суперпарамагнитных блоков есть одним из проявлений электронного квантового размерного эффекта, при котором образование в слоях меди резонансных электронных состояний приводит к изменению плотности электронов проводимости на интерфейсе, изменяет условия аккомодации решеточных структур соседствующих слоев кобальта и меди и способствует образованию мелких изолированных моноатомных участков слоя Со типа «суперпарамагнитной шелухи».

Авторы благодарят Ю.А. Колесниченко за интерес к работе и полезные советы. Работа частично поддержана Национальной академией наук Украины в рамках целевой программы фундаментальных исследований «Фундаментальные проблемы наноструктурных сис-

тем, наноматериалов, нанотехнологий» (регистрационный номер № 0110U006085, шифр темы 4/12-Н).

Авторы имеют честь приурочить эту работу к юбилею В.В. Еременко, а старшие из авторов с благодарностью вспоминают ту творческую и дружескую атмосферу, которая была в возглавляемом Виктором Валентиновичем отделе Физико-технического института низких температур.

1. Z. Songa, Y. Xieb, S. Yaoa, H. Wanga, W. Zhanga, and Z. Tanga, *Mater. Lett.* **65**, 1562 (2011).
2. C. Müller, C.C. Bof Bufon, M.E. Navarro Fuentes, D. Makarov, D.H. Mosca, and O.G. Schmidt, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 022409 (2012).
3. Naeem Ahmad, J.Y. Chen, D.W. Shi, Javed Iqbal, and Xiu-feng Han, *J. Appl. Phys.* **111**, 07C119 (2012).
4. T. Nishizawa and K. Ishida, *Bull. Alloy Phase Diagrams* **5**, 161 (1984).
5. E.Y. Tsymbal and D.G. Pettifor, *Solid State Physics. Perspectives of Giant Magnetoresistance*, H. Ehrenreich and F. Spaepen (eds.), Academic Press **56**, 113 (2001).
6. J. Mathon, *Contemporary Phys.* **32**, 143 (1991).
7. P. Vavassori, F. Spizzo, E. Angeli, D. Bisero, and F. Ronconi, *J. Magn. Magn. Mater* **262**, 120 (2003).
8. I. Bakonyi, L. Péter, V. Weihnacht, J. Tóth, L.F. Kiss, C.M. Schneider, *J. Optoe. Adv. Mater* **7**, 589 (2005).
9. R. López Antón and M.L. Fernández-Gubiada Ruiz, *Sensor and Actuator A106*, 205 (2003).
10. D. Elefant, D. Tietjen, R. Schaefer, D. Eckert, R. Kaltofen, M. Mertig, and C.M. Schneider, *J. Appl. Phys.* **91**, 8590 (2002).
11. J. Xu, M.A. Howson, B.J. Hickey, D. Greig, E. Kolb, P. Veillet, and N. Wisser, *Phys. Rev. B* **55**, 416 (1997).
12. D. Barlett, F. Tsui, D. Glick, L. Lauthon, T. Mandrekar, C. Uher, and Roy Clarke, *Phys. Rev. B* **49**, 1521 (1994).
13. J.-Q. Wang, J. Peck, F. O'Grady, and N. Kim, *Chin. Phys. Lett.* **21**, 2255 (2004).
14. M.J. Hall, B.J. Hickey, M.A. Howson, M.J. Walker, J. Xu, D. Greig, and N. Wisser, *Phys. Rev. B* **47**, 12785 (1993).
15. V.V. Hiep, N. Chau, D.M. Hong, and N.H. Luong, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2524 (2007).
16. J. Xu, M.A. Howson, B.J. Hickey, D. Greig, P. Veillet, and E. Kolb, *J. Magn. Magn. Mater.* **156**, 379 (1996).
17. W.F. Egelhoff, Jr., and M.T. Kief, *Phys. Rev. B* **45**, 7795 (1992).
18. A. Schreyer, K. Bröhl, J.F. Ankner, C.F. Majkrzak, Th. Zeidler, P. Bödeker, N. Metoki, and H. Zabel, *Phys. Rev. B* **47**, 15334 (1993).
19. T. Veres, M. Cai, S. Germain, M. Rouabhi, F. Schiettekatte, S. Roorda, and R.W. Cochranea, *J. Appl. Phys.* **87**, 8513 (2000).
20. J.Q. Xiao, J.S. Jiang, and C.L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3749 (1992).
21. J.-Q. Wang, J. Peck, F. O'Grady, and N. Kim, *Chin. Phys. Lett.* **21**, 2255 (2004).

22. N. Wiser, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, 119 (1996).
23. M. Hillenkamp, G. Di Domenicantonio, C. Félix, L. Gravier, and S. Serrano-Guisan, *Eur. Phys. J.* **B59**, 447 (2007).
24. Paolo Allia, Marco Coisson, Paola Tiberto, Franco Vinai, Marcelo Knobel, M.A. Novak, and W.C. Nunes, *Phys. Rev. B* **64**, 144420 (2001).
25. L. Peter, Z. Rolik, L.F. Kiss, J. Toth, V. Weinacht, C.M. Schneider, and I. Bakonyi, *Phys. Rev. B* **73**, 174410 (2006).
26. I.S. Jacobs and C.P. Bean, in: *Magnetism III*, G.T. Rado and H. Suhl (eds.), Academic Press, New York (1963), p. 271.
27. S.S. Parkin, R. Bhadra, and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991).
28. Z.Q. Qiu and N.V. Smith, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 169 (2002).
29. Zhenyu Zhang, Qian Niu, and Chih-Kang Shih, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5381 (1998).
30. P. Czoschke, Hawoong Hong, L. Basile, and T.-C. Chiang, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 226801 (2003); *Phys. Rev. B* **72**, 035305 (2005).
31. Ying Jiang, Kehui Wu, Zhe Tang, Ph. Ebert, and E.G. Wang, *Phys. Rev. B* **76**, 035409 (2007).
32. T.-C. Chiang, *Chin. J. Phys.* **43**, 154 (2005).
33. H. Hong, L. Basile, P. Czoschke, A. Gray, and T.-C. Chiang, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 051911 (2007).
34. S. Pick, V.S. Stepanyuk, A.L. Klavsyuk, L. Niebergall, W. Hergert, J. Kirschner, and P. Bruno, *Phys. Rev. B* **70**, 224419 (2004).

Decreasing of superparamagnetic clusters in $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_n$ nanofilms, induced by quantum size effect

I.M. Lukienko, N.F. Kharchenko, V.M. Khrustalyov, V.M. Savytskiy, A.V. Fedorchenko, V.A. Desnenko, A.N. Stetsenko, and V.V. Zorchenko

It is known, that the quantum size effects are important factors for formation of morphological peculiarities of metal nanofilms during their growing. The regularities in the behavior of superparamagnetic magnetoresistive effect in the Co/Cu(111) nanofilms in magnetic field, observed in the experiment under consideration point to the influence of electron size effect on cluster formation in these films. The experimental data on high-field magnetoresistive effect in the $[\text{Co}/\text{Cu}(111)]_{20}$ multilayer nanofilms are reported. The films had the fixed Co layer thicknesses and a varying Cu layer thicknesses in different films. It is found that the effective sizes of superparamagnetic formations in the films, with a Cu layer thicknesses, corresponding to maxima of antiferromagnetic coupling between the Co layers are decreased. It is supposed, that the observed "grinding" of smaller superparamagnetic particles is caused by oscillating variations of electron density in the Co/Cu interface layer, induced by the quantum size effect in the Cu layers.

PACS: 73.50.Jt Galvanomagnetic and other magnetotransport effects (including thermomagnetic effects);
 75.70.Cn Magnetic properties of interfaces (multilayers, superlattices, heterostructures);
 75.20.-g Diamagnetism, paramagnetism, and superparamagnetism.

Keywords: magnetoresistive effect, quantum size effect, superparamagnetic clusters, "electronic growth" of films, multilayer nanofilms, Co/Cu(111).