

ЭФФЕКТЫ СТАРЕНИЯ В НЕРАВНОВЕСНОМ ПОВЕДЕНИИ МАГНИТНЫХ СВЕРХСТРУКТУР И ИХ ПРОЯВЛЕНИЕ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ

*В. В. Прудников**, *П. В. Прудников*, *М. В. Мамонова*

*Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского
644077, Омск, Россия*

Поступила в редакцию 5 мая 2018 г.

Осуществлено численное исследование методами Монте-Карло неравновесного поведения магнитных сверхструктур, состоящих из чередующихся магнитных и немагнитных слоев наномасштабной толщины. Анализ рассчитанной двухвременной зависимости автокорреляционной функции при эволюции из высокотемпературного начального состояния выявил эффекты старения, характеризующиеся замедлением эффектов корреляции системы с увеличением времени ожидания. Показано, что в отличие от объемных магнитных систем эффекты старения возникают в магнитных сверхструктурах не только вблизи критической температуры T_c ферромагнитного упорядочения в пленках, но и в низкотемпературной фазе с $T \leq T_c$. Для магнитной мультислойной структуры выявлено ослабление эффектов старения в корреляционных процессах с ростом толщины N ферромагнитных пленок при $T = T_c(N)$, в то время как при температурах $T = T_c(N)/2$ обнаружен обратный эффект усиления старения с ростом толщины N пленок. При моделировании транспортных свойств структуры $\text{Co}/\text{Cu}(001)/\text{Co}$ осуществлен расчет температурной зависимости равновесных значений магнитосопротивления и впервые обнаружено влияние неравновесного поведения структуры на значения магнитосопротивления с проявлением в них эффектов старения.

DOI: 10.1134/S0044451018100140

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика ультратонких магнитных пленок является направлением интенсивных научных исследований в течение последних двух десятилетий [1]. Этот повышенный интерес ученых вызван целым рядом уникальных свойств данных пленок с толщинами от одного-двух до нескольких десятков атомных слоев, существенно отличающихся от свойств объемных материалов.

Значительные достижения в развитии технологии позволяют в настоящее время получать высококачественные ультратонкие пленки и мультислойные покрытия на основе магнитных переходных металлов Fe, Co и Ni и их сплавов [1, 2]. Исследование природы магнетизма в ультратонких пленках имеет большой фундаментальный интерес из-за возникающей в них размерной зависимости для магнитных характеристик, которые демонстрируют переход от

характерных объемных значений для пленок толщиной в несколько десятков монослоев ($D \geq 10$ нм) к двумерным поверхностным значениям в пленках толщиной меньше 4–6 монослоев ($D \leq 1-2$ нм) [3, 4]. Все это обуславливает важность данных новых объектов как для развития фундаментальных основ физики магнетизма и физики поверхности, так и для практических приложений [5, 6]. Так, ультратонкие пленки магнитных металлов и сплавов являются составными элементами для магнитных сверхструктур, которые характеризуются широкой областью применений в устройствах, основанных на явлениях гигантского магнитосопротивления (ГМС) [7–9] и туннельного магнитосопротивления (ТМС) [10–12].

Наномасштабная периодичность создает в магнитных мультислойных структурах мезоскопические эффекты сильной пространственной спиновой корреляции с медленной релаксационной динамикой намагниченности при замораживании системы в неравновесном состоянии. Магнитные наноструктуры характеризуются большими временами релакса-

* E-mail: prudnikv@univer.omsk.su

ции за счет увеличенной в этих структурах характеристической корреляционной длины спин-спиновых корреляций. В работе [13] проведенные экспериментальные исследования релаксации намагниченности выявили в магнитной сверхструктуре на основе Co/Cr эффекты магнитного старения. Проведенные нами в работе [14] численные исследования по моделированию неравновесного поведения структуры Co/Cr/Co показали, что ей присущи эффекты старения, характеризующиеся замедлением корреляционных и релаксационных свойств системы с ростом времени ожидания. Показано, что в отличие от объемных магнитных систем эффекты старения возникают в магнитных сверхструктурах не только вблизи критической температуры T_c ферромагнитного упорядочения в пленках, но и в широком температурном интервале $T \leq T_c$. Поэтому существование данных неравновесных эффектов несомненно надо учитывать при практическом использовании мультислойных магнитных структур в качестве элементов приборов спинтроники с эффектом ГМС.

В настоящее время поведение систем, характеризующихся аномально медленной динамикой, вызывает большой интерес исследователей. Это обусловлено предсказываемыми и наблюдаемыми при медленной эволюции систем из неравновесного начального состояния свойствами старения и нарушениями флуктуационно-диссипативной теоремы [15]. Хорошо известными примерами подобных систем с медленной динамикой и эффектами старения являются такие сложные системы, как спиновые стекла [16]. Однако данные особенности неравновесного поведения наблюдаются и в системах, испытывающих фазовые переходы второго рода [17, 18], так как критическая динамика таких систем характеризуется аномально большими временами релаксации.

Статистические численные методы Монте-Карло к настоящему времени успешно зарекомендовали себя при моделировании и описании физических свойств различных магнитных систем как объемных, так и низкоразмерных с выявлением особенностей, присущих данным системам при фазовых переходах [19, 20]. В работах [21, 22] методами Монте-Карло осуществлено численное исследование размерных эффектов в критических свойствах многослойных гейзенберговских пленок. Для пленок различной толщины учтено влияние анизотропии, создаваемой кристаллическим полем подложки. Был проведен расчет критических индексов, чьи значения наглядно продемонстрировали размерный переход от двумерных к трехмерным свойствам пленок с увеличением числа слоев. Опыт моделиро-

вания магнитных свойств ультратонких гейзенберговских пленок был применен нами для описания неравновесного поведения мультислойных магнитных структур Co/Cr/Co [14], в которых магнитные слои кобальта разделены немагнитным слоем хрома.

В настоящей работе проведено моделирование методами Монте-Карло неравновесного поведения широко используемой в активных элементах спинтроники структуры Co/Cu/Co с различными толщинами N магнитных пленок кобальта для широкого интервала температур $T \leq T_c(N)$. Это позволяет выявить зависимость эффектов старения в данных структурах от толщины N магнитных пленок и определить, как эта зависимость меняется при переходе от критической температуры $T_c(N)$ магнитного упорядочения в пленках к температурам в магнитоупорядоченной фазе. Кроме того, в соответствии с методикой, разработанной и представленной нами в работе [23], проведен расчет температурной зависимости равновесных значений магнитосопротивления структуры Co/Cu/Co для различных толщин N магнитных пленок. Кроме того, проведено исследование влияния эффектов старения на магнитосопротивление мультислойной магнитной структуры, а получаемые временные зависимости магнитосопротивления сопоставлены в асимптотическом долговременном режиме с их равновесными значениями.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАВНОВЕСНЫХ СВОЙСТВ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ Co/Cu/Co

Наблюдаемые размерные изменения магнитных свойств в ультратонких пленках Fe, Co и Ni на немагнитных металлических подложках [1–4] во многом определяются эффектами межфазного взаимодействия пленки с подложкой и магнитной анизотропией, создаваемой кристаллическим полем подложки, а также их изменением с увеличением толщины пленки. Для численного описания методами Монте-Карло пленки кобальта, находящейся в контакте с пленкой меди с ориентацией поверхностной грани (001), мы применили анизотропную модель Гейзенберга с гамильтонианом

$$H = -J_1 \sum_{i,j} [(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) + (1 - \Delta(N)) S_i^z S_j^z], \quad (1)$$

где $\mathbf{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$ — трехмерный единичный вектор, зафиксированный в узле i ГЦК-решетки ко-

бальта, $J_1 > 0$ — обменный интеграл, характеризующий обменное взаимодействие ближайших спинов в пленке, $\Delta(N)$ — параметр, учитывающий эффективное влияние анизотропии, создаваемой кристаллическим полем подложки, на магнитные свойства пленки в зависимости от ее толщины N в единицах моноатомных слоев (МС). Значение $\Delta = 0$ соответствует изотропной модели Гейзенберга, а $\Delta = 1$ — ХУ-модели. Гамильтониан (1) описывает магнитные свойства материалов с анизотропией типа «легкая плоскость» с намагниченностью, ориентированной в плоскости xy .

Микроскопическая природа анизотропии в пленках Fe, Co, Ni и ее зависимость от толщины N пленки определяются влиянием кристаллического поля подложки, одноионной анизотропией и диполь-дипольным взаимодействием магнитных моментов атомов в пленке и их взаимной конкуренцией. Поэтому расчет эффектов анизотропии в магнитных пленках является очень сложной задачей.

Наиболее чувствительными величинами к размерным изменениям являются характеристики критического поведения систем при магнитных фазовых переходах: критические температуры и критические индексы [19, 20, 24–26]. В соответствии с принципами современной теории фазовых переходов и критических явлений универсальные характеристики фазовых переходов, к которым относятся и критические показатели, зависят прежде всего от пространственной размерности системы и числа компонент параметра порядка (намагниченности в ферромагнетиках). При этом число компонент параметра порядка определяется в магнитных системах влиянием магнитной анизотропии. Для анизотропий типа легкая ось или легкая плоскость намагниченность системы ориентируется в направлении соответственно легкой оси или легкой плоскости, а критическое поведение описывается моделью Изинга с однокомпонентным параметром порядка или ХУ-моделью с двухкомпонентным параметром порядка. Системы с малым эффектом магнитной анизотропии описываются изотропной моделью Гейзенберга с трехкомпонентным параметром порядка.

Понимание критических явлений в низкоразмерных структурах может быть достигнуто путем изучения ультратонких пленок. Процессы магнитного упорядочения в ультратонких ферромагнитных пленках очень сложны из-за сильного влияния формы и кристаллографической анизотропии подложки. За последние годы появилось большое количество экспериментальных работ, посвященных исследованиям магнитных свойств ультра-

тонких пленок (см. обзор [1]). Они выявили проявление в ультратонких магнитных пленках эффектов магнитной анизотропии как перпендикулярной, так и параллельной поверхности пленки [3, 4, 27–29]. Проведенные экспериментальные исследования температурной зависимости намагниченности пленок разной толщины на подложках немагнитных металлов Fe/Ag(111), Fe/Au(100), Ni/W(110), Co/Cu(100), Ni/Cu(100) позволили выявить размерные кроссоверные изменения в значениях критического индекса β для намагниченности $M \propto (T_c - T)^\beta$ [3, 4, 27, 29]. Так, для пленок толщиной $N > 20$ –30 МС были получены значения $\beta \simeq 0.37(6)$, соответствующие трехмерным образцам Fe, Co и Ni, описываемым изотропной моделью Гейзенберга, а для пленок толщиной $N < 4$ –6 МС — значения $\beta \simeq 0.13(6)$ для систем Ni/W(110), Fe/Ag(111), соответствующие $\beta = 1/8$ для двумерной модели Изинга в пределах погрешности проведенных измерений, и $\beta \simeq 0.24(7)$ для систем Co/Cu(100), Ni/Cu(100), соответствующие двумерной ХУ-модели. Отметим, что в работах [30, 31] для двумерных систем, описываемых ХУ-моделью, предсказывалось на основе проведенного ренормгруппового анализа с учетом конечномерных эффектов степенное температурное поведение намагниченности с эффективным показателем $\beta = 3\pi^2/128 \simeq 0.23$, значение которого находится в хорошем согласии с результатами экспериментальных исследований для пленок Ni/Cu(100), Co/Cu(100), Co-Ni/Cu(100) [4].

Данная информация позволила нам в работах [21, 22] описать проявление размерных эффектов в критических свойствах многослойных гейзенберговских пленок с анизотропией типа легкая ось, моделирующих свойства систем Ni/W(110) и Fe/Ag(111). Проведенный расчет значений критических индексов наглядно продемонстрировал размерный переход от двумерных к трехмерным свойствам пленок с увеличением числа слоев.

Для гейзенберговских пленок с анизотропией типа легкая плоскость эффективная зависимость параметра анизотропии $\Delta(N)$ в гамильтониане (1) от толщины N пленки была рассчитана нами на основе экспериментальных данных для пленок Ni/Cu(100) и Co/Cu(100) [4] по относительному изменению температуры $T_c(N)$ ферромагнитного фазового перехода в пленках кобальта (никеля) к $T_c(\infty)$ в объемных образцах кобальта (никеля). Результирующая зависимость $\Delta(N)$ представлена на рис. 1.

В данной работе нами рассматриваются мультислойные магнитные структуры Co/Cu(100)/Co, состоящие из двух ферромагнитных пленок кобаль-

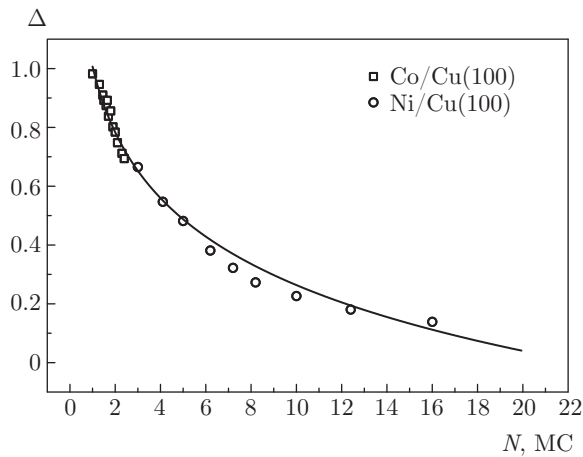


Рис. 1. Зависимость параметра анизотропии Δ от толщины пленки N в единицах моноатомных слоев. Символы на рисунке соответствуют экспериментальным данным для Ni/Cu(100) и Co/Cu(100) [4]

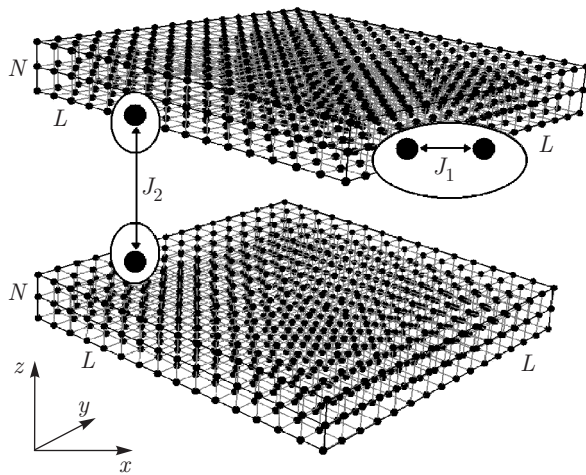


Рис. 2. Модель мультислойной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных пленкой немагнитного металла; L и N — линейные размеры пленок, J_1, J_2 — обменные интегралы

та, разделенных пленкой немагнитного металла меди (рис. 2). Для получения эффекта ГМС в данных структурах толщина пленок меди подбирается такой, чтобы дальнедействующее и осциллирующее межслоевое обменное РККИ-взаимодействие между спинами ферромагнитных слоев носило эффективный антиферромагнитный характер. За счет этого взаимодействия намагниченности соседних ферромагнитных слоев ориентируются противоположно друг другу. При помещении такой структуры во внешнее магнитное поле намагниченности слоев начинают ориентироваться параллельно, что при-

водит к значительному изменению электрического сопротивления. Гамильтониан для моделирования магнитных свойств мультислойной структуры Co/Cu(100)/Co брагся в виде

$$H = -J_1 \sum_{i,j} [(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) + (1 - \Delta(N)) S_i^z S_j^z] - J_2 \sum_{i \in N_1, j \in N_2} [(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) + (1 - \Delta(N)) S_i^z S_j^z], \quad (2)$$

где обменный интеграл $J_1 > 0$ определяет взаимодействие соседних спинов внутри отдельных ферромагнитных пленок, а обменный интеграл $J_2 < 0$ — межслоевое взаимодействие между спинами монослоя N_1 первой пленки и спинами монослоя N_2 второй пленки кобальта. Моделирование проводилось для пленок размерами $L \times L \times N$ с наложенными периодическими граничными условиями в плоскости пленки. Величина $L \times L$ задает число спинов в каждом слое, N — число слоев в тонкой пленке. Значения обменных интегралов задавались как $J_1/k_B T = 1$, а $J_2/J_1 = -0.3$. Температура T системы измеряется при этом в единицах обменного интеграла J_1/k_B .

С целью определения температуры $T_c(N)$ ферромагнитного фазового перехода в магнитных пленках был проведен расчет равновесных характеристик мультислойной структуры с различными толщинами пленок. Для более точного определения критических температур рассматривались структуры с различными линейными размерами пленок $L = 20, 32, 40$. Рассчитывались такие характеристики, как «шахматная» намагниченность $\mathbf{m}_{stg} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2$, где $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2$ — намагниченности пленок,

$$m_n = |\mathbf{m}_n| = \frac{1}{N_s} \left[\sum_{\alpha \in \{x,y,z\}} \left(\sum_i^{N_s} S_i^\alpha \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$n = 1, 2,$

магнитная восприимчивость (рис. 3)

$$\chi_{stg} = \frac{1}{T} (\langle m_{stg}^2 \rangle - \langle m_{stg} \rangle^2), \quad (4)$$

где $N_s = NL^2$ — число спинов в пленке, а угловые скобки обозначают статистическое усреднение.

Для уточнения температур магнитного упорядочения в структуре осуществлялся расчет температурной зависимости кумулянта Биндера

$$U_4(N, T, L) = \frac{1}{2} \left(3 - \frac{\langle m_{stg}^4 \rangle}{\langle m_{stg}^2 \rangle^2} \right). \quad (5)$$

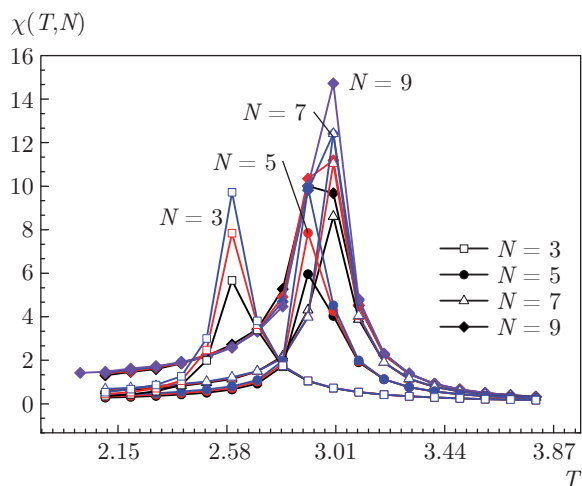


Рис. 3. (В цвете онлайн) Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T, N)$ для структур с различными толщинами N [МС] ферромагнитных пленок. Черные линии соответствуют $L = 20$, красные линии — $L = 30$, синие линии — $L = 40$

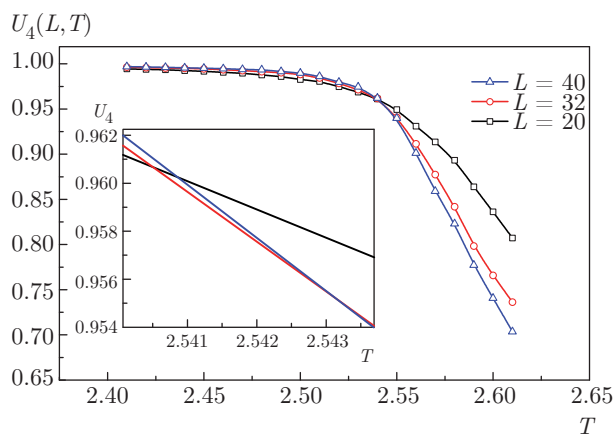


Рис. 4. (В цвете онлайн) Температурные зависимости кумулянтов Биндера $U_4(T, L)$ для структуры с толщиной ферромагнитных пленок $N = 3$. На вставке представлены аппроксимации кумулянтов для различных L , треугольник пересечения которых определяет значение критической температуры T_c

Скейлинговая зависимость кумулянта,

$$U_4(N, T, L) = u(L^{1/\nu}(T - T_c)), \quad (6)$$

позволяет определить критическую температуру $T_c(N)$ по координате точек пересечения кривых, определяющих температурную зависимость $U_4(N, T, L)$ для различных L (рис. 4 и 5). В результате для структур с толщинами пленок $N = 3, 5, 7, 9$ были определены температуры магнитного упорядочения:

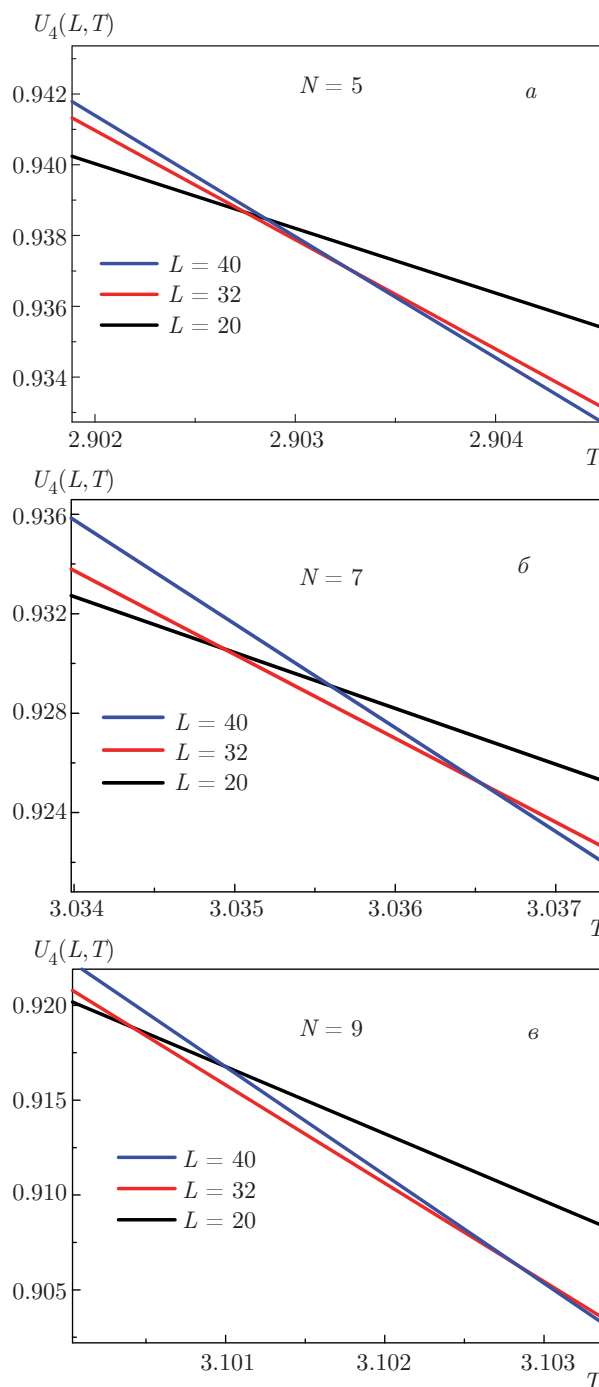


Рис. 5. (В цвете онлайн) Аппроксимации кумулянтов для различных L , треугольник пересечения которых определяет значение критической температуры $T_c(N)$ для структур с толщинами ферромагнитных пленок $N = 5$ МС (а), 7 МС (б), 9 МС (в)

$$T_c(N = 3) = 2.5413(8), \quad T_c(N = 5) = 2.9033(12),$$

$$T_c(N = 7) = 3.0356(6), \quad T_c(N = 9) = 3.1014(11).$$

3. НЕРАВНОВЕСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ Co/Cu/Co. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ СТАРЕНИЯ

Как показали исследования [13, 14], в магнитных сверхструктурах эффекты медленной динамики возникают во всей магнитоупорядоченной фазе для температур $T \leq T_c(N)$. Одной из важных особенностей неравновесного поведения систем с медленной динамикой является их зависимость от начальных состояний. Начальное состояние системы создается при некоторой температуре T_0 , которой можно поставить в соответствие начальную намагниченность m_0 . Дальнейшая реализация неравновесного процесса характеризуется тем, что в начальный момент времени система приводится в контакт с термостатом при температуре T_s системы и затем с момента времени ожидания t_w проводится измерение двухвременных величин — автокорреляционной функции

$$C(t, t_w) = \frac{1}{V} \int d^d x [\langle S(x, t) S(0, t_w) \rangle - \langle S(x, t) \rangle \langle S(0, t_w) \rangle] \quad (7)$$

и функции отклика

$$R(t, t_w) = \frac{1}{V} \int d^d x \left. \frac{\delta \langle S(x, t) \rangle}{\delta h(x, t_w)} \right|_{h=0}, \quad (8)$$

на временах $t, t_w \ll t_{rel}$ — времени релаксации системы (d — размерность системы). Может также вводиться величина динамической восприимчивости в виде интегральной функции отклика (термостатическая восприимчивость) [18]:

$$\chi_{TR}(t, t_w) = \int_0^{t_w} dt' R(t, t'). \quad (9)$$

В исследованиях неравновесного поведения систем с медленной динамикой выделяют высокотемпературные начальные состояния, созданные при температурах $T_0 > T_s$ с $T_s \leq T_c(N)$ и характеризующиеся начальной намагниченностью $m_0 = 0$, а также низкотемпературные начальные состояния с $T_0 < T_s$ и $m_0 \neq 0$.

При компьютерном моделировании неравновесного критического поведения ряда модельных статистических систем (трехмерной модели Изинга,

двумерной XY-модели) и мультислойных магнитных структур Co/Cr/Co (см. обзор [18]) было выявлено, что двухвременные величины (7)–(9) демонстрируют так называемые эффекты старения, характеризующиеся как нарушением трансляционной симметрии системы во времени, так и замедлением релаксационных и корреляционных процессов с увеличением времени ожидания t_w — «возраста» образца. Наиболее ярко эффекты старения проявляются в двухвременном поведении автокорреляционной функции (7) при эволюции системы из высокотемпературного начального состояния. Так, для магнитной структуры Co/Cr/Co с $N = 3$ было показано [14], что времена корреляции при эволюции системы из высокотемпературного начального состояния превосходят времена корреляции при эволюции из низкотемпературного начального состояния на два-три порядка для одних и тех же значений t_w . В связи с этим для выявления зависимости эффектов старения в магнитной структуре Co/Cu(100)/Co от толщины N ферромагнитных пленок в широком интервале температур с $T_s \leq T_c(N)$ мы сосредоточили исследование на изучении двухвременного поведения автокорреляционной функции при эволюции только из высокотемпературного начального состояния с $T_0 > T_s$ и $m_0 = 0$.

При расчете автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ применялось выражение

$$C(t, t_w) = \left\langle \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \mathbf{S}_i(t) \cdot \mathbf{S}_i(t_w) \right\rangle - \left\langle \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \mathbf{S}_i(t) \right\rangle \cdot \left\langle \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \mathbf{S}_i(t_w) \right\rangle. \quad (10)$$

Расчеты проводились для пленок с линейным размером $L = 64$ и толщинами $N = 3, 5, 7, 9$. Температуры замораживания T_s выбирались равными критическим $T_c(N)$, а также дробными к ним: $T_s = (5/6)T_c(N)$, $(2/3)T_c(N)$, $T_c(N)/2$. Усреднение получаемой временной зависимости $C(t, t_w)$ осуществлялось по 500 прогонкам, а время моделирования составляло 10^4 шагов Монте-Карло на спин (ШМК/спин). В качестве единицы времени динамического процесса, реализуемого с применением алгоритма Метрополиса, используется шаг Монте-Карло на спин, в течение которого осуществляется процедура из $N_s = NL^2$ случайных выборок спинов в узлах системы с пробным их переворотом и изменением спиновой конфигурации. Для выявления эффектов старения применялись значения времен ожидания $t_w = 10, 30, 50, 100$ ШМК/спин. На рис. 6

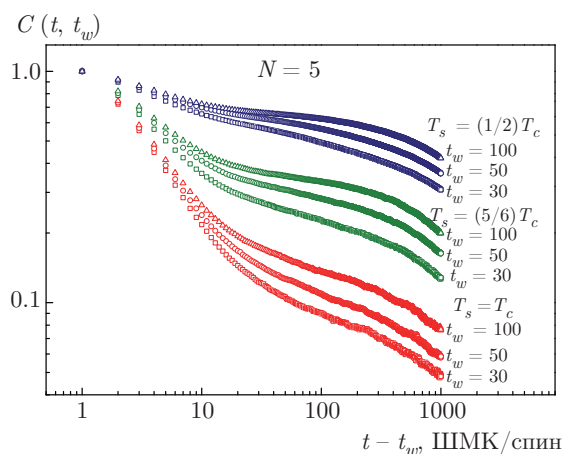


Рис. 6. (В цвете онлайн) Зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ от времени наблюдения $t - t_w$ и различных времен ожидания $t_w = 30, 50, 100$ ШМК/спин для мультислойной структуры с толщиной пленок кобальта $N = 5$ МС при температурах замораживания $T_s = T_c, (5/6)T_c, (1/2)T_c$

в качестве примера для структуры с толщиной пленок кобальта $N = 5$ приведены графики двухвременной зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ от времени наблюдения $t - t_w$ и времен ожидания $t_w = 30, 50, 100$ ШМК/спин при температурах замораживания $T_s = T_c = 2.9033; (5/6)T_c; (1/2)T_c$.

Графики наглядно демонстрируют проявление эффектов старения в данной магнитной структуре для всех температур $T_s \leq T_c$ в низкотемпературной фазе, а именно, замедление корреляционных процессов с ростом t_w . Видно, что неравновесное поведение структуры характеризуется усилением эффектов старения с понижением температуры замораживания T_s относительно критической T_c , т.е. еще большим замедлением корреляционных процессов с ростом t_w при более низких температурах T_s .

Для определения статистических погрешностей полученных нами значений автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ была применена разработанная и развитая в работах [32–34] методика. Рассмотрим ее реализацию на примере определения погрешностей значений $C(t, t_w)$ для структуры с $N = 5$ МС при $T_s = T_c$ и $t_w = 50$. Общий набор статистики из 500 прогонок разбивался на $n = 4$ статистически независимые группы. Величина статистической погрешности для каждого момента времени определялась как среднеквадратичное отклонение

$$\Delta C(t, t_w) = \left[\frac{\sum_{i=1}^n \Delta_i^2}{n(n-1)} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

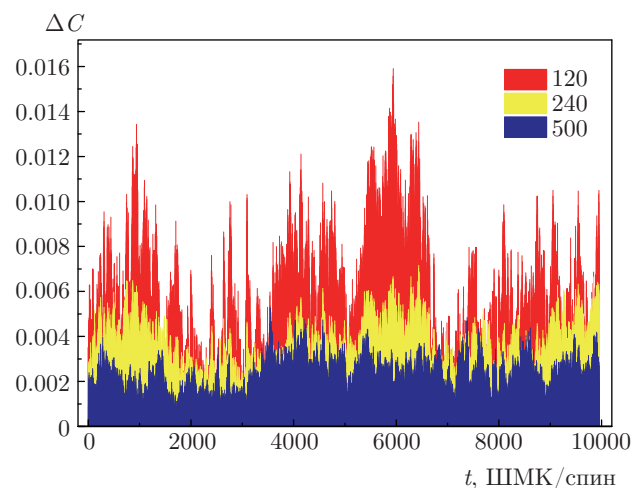


Рис. 7. (В цвете онлайн) Временные зависимости среднеквадратичной погрешности автокорреляционной функции $\Delta C(t, t_w)$, усредненные по 120, 240 и 500 прогонам, для структуры с толщиной ферромагнитных пленок $N = 5$ при температуре $T_s = T_c = 2.9033$ и времени ожидания $t_w = 50$

где Δ_i — отклонение среднего значения автокорреляционной функции $\overline{C_i(t, t_w)}$ по группе i прогонок от среднего значения функции $\overline{C(t, t_w)}$ по полному числу осуществленных прогонок. На рис. 7 представлены рассчитанные зависимости погрешностей $\Delta C(t, t_w)$, усредненные как по полному числу 500 прогонок, так и по 120 и 240 прогонам. Видно, что средняя величина погрешности $\Delta C(t, t_w)$ при усреднении по 500 прогонам принимает малые значения 0.002 и не превышает 0.005. Этот факт подтверждает достоверность полученных результатов. При усреднении по 120 прогонам величина погрешности не превышает 0.016, а по 240 прогонам — 0.006. При проведении усреднения более чем по 300 прогонам величина погрешности выходит на асимптотический уровень, соответствующий результатам усреднения по 500 прогонам.

Отметим, что в анализ статистической погрешности значений автокорреляционной функции $C(t, t_w)$, проведенный при критической температуре $T_s = T_c$, вносят вклад флуктуационные эффекты, в то время как для других исследованных температур $T_s < T_c$ флуктуационный вклад отсутствует, и поэтому величина погрешности $\Delta C(t, t_w)$ оказывается еще меньше.

На рис. 8 представлены рассчитанные двухвременные зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$, характеризующие неравновесное поведение магнитной структуры с различными толщинами

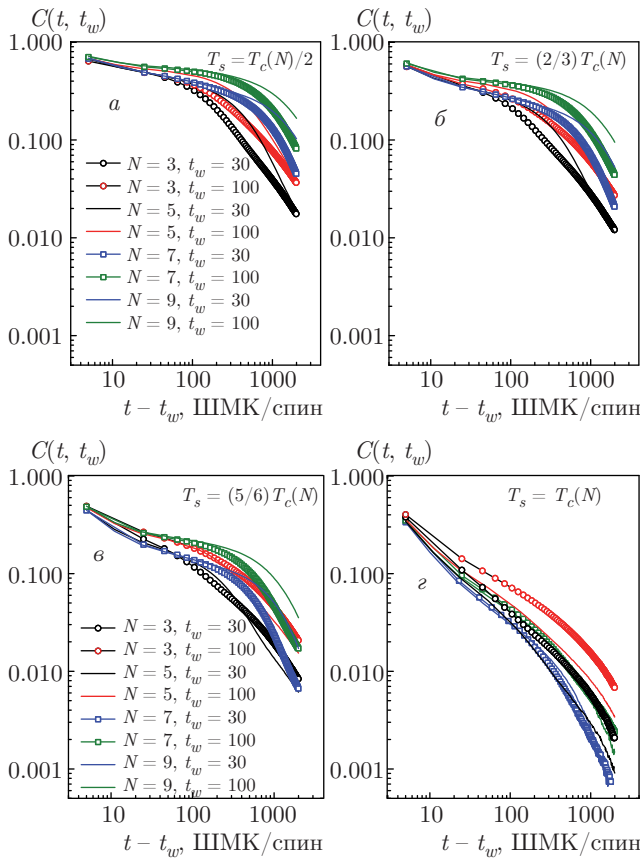


Рис. 8. (В цвете онлайн) Зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ от времени наблюдения $t - t_w$ и времен ожидания $t_w = 30, 100$ ШМК/спин для мультислойной структуры с толщинами пленок кобальта $N = 3, 5, 7, 9$ МС при температурах $T_s/T_c(N)$ равных $1/2$ (а), $2/3$ (б), $5/6$ (в), 1 (г)

ми N ферромагнитных пленок при температурах $T_s/T_c(N) = 1, 5/6, 2/3, 1/2$. Графики также наглядно демонстрируют проявление эффектов старения в магнитных структурах с различными N для температур $T_s \leq T_c(N)$. Из графиков $C(t, t_w)$, полученных для критических температур $T_s = T_c(N)$ (рис. 8г), видно, что эффекты старения в магнитных структурах ослабевают с увеличением толщины N пленок кобальта, так как кривые $C(t, t_w)$ для структур с $N = 5$ МС лежат ниже кривых для $N = 3$ МС при одинаковых значениях времен ожидания t_w . Это связано с ослаблением критической корреляции при размерном переходе в структурах от пленок с квазидвумерными свойствами к пленкам с объемными трехмерными свойствами.

Графики $C(t, t_w)$ для температур $T_s < T_c(N)$ (рис. 8а–в) показывают, что в магнитных структурах эффекты старения в низкотемпературной фа-

зе характеризуются более сложной зависимостью от толщины N пленок кобальта. Так, для самых низких из исследованных температур $T_s = T_c(N)/2$, наблюдается обратная по сравнению с $T_s = T_c(N)$ тенденция усиления эффектов старения с увеличением толщины N пленок кобальта (во всяком случае для $N \leq 9$). В данных наноструктурах это явление связано с увеличением характеристической корреляционной длины поперечных спин-спиновых корреляций при понижении температуры, приводящему к увеличению времен корреляции и релаксации структуры.

Известно [35], что в режиме старения при $t - t_w \sim t_w \gg 1$ двухвременная зависимость автокорреляционной функции характеризуется следующей скейлинговой формой:

$$C(t, t_w) \propto t_w^{-b} F_C(t/t_w), \quad (12)$$

где показатель b при температуре теплового резервуара $T_s = T_c$ выражается через критические индексы $b = 2\beta/z\nu$, а скейлинговая функция $F_C(t/t_w)$ является однородной функцией своего аргумента t/t_w и характеризуется на долговременном этапе эволюции с $t - t_w \gg t_w$ степенным законом затухания

$$F_C(t/t_w) \propto (t/t_w)^{-c_a}. \quad (13)$$

Показатель c_a в (13) при $T_s = T_c$ определяется выражениями $c_a = d/z - \theta'$ при эволюции из высокотемпературного начального состояния, где β, ν, z и θ' — известные статические и динамические критические индексы, d — размерность системы. При температурах теплового резервуара $T_s \neq T_c$ показатели b и c_a в выражениях (12), (13) уже не связаны с критическими индексами рассматриваемой системы.

С целью проверки справедливости скейлинговой формы (12) для автокорреляционной функции были построены зависимости $t_w^b C(t, t_w) = F_C(t/t_w)$ при подборе значений показателя b таким образом, чтобы данные для различных t_w ложились по возможности на одну кривую при $t/t_w \geq 1$. На рис. 9 представлена реализация такой процедуры для случая критических температур с $T_s = T_c(N)$. Для структур с толщинами пленок кобальта $N = 3, 5, 7, 9$ МС на рис. 9 видно осуществление «коллапса» данных для функции $t_w^{2\beta/(\nu z)} C(t, t_w)$ при различных t_w на универсальной кривой, соответствующей скейлинговой функции $F_C(t/t_w)$. Критический показатель $b_c = 2\beta/\nu z$ характеризуется следующими значениями, полученными при реализации данной процедуры: $2\beta/\nu z = 0.3184(4)$ для $N = 3$ МС, $2\beta/\nu z = 0.4140(4)$ для $N = 5$ МС, $2\beta/\nu z = 0.4364(5)$

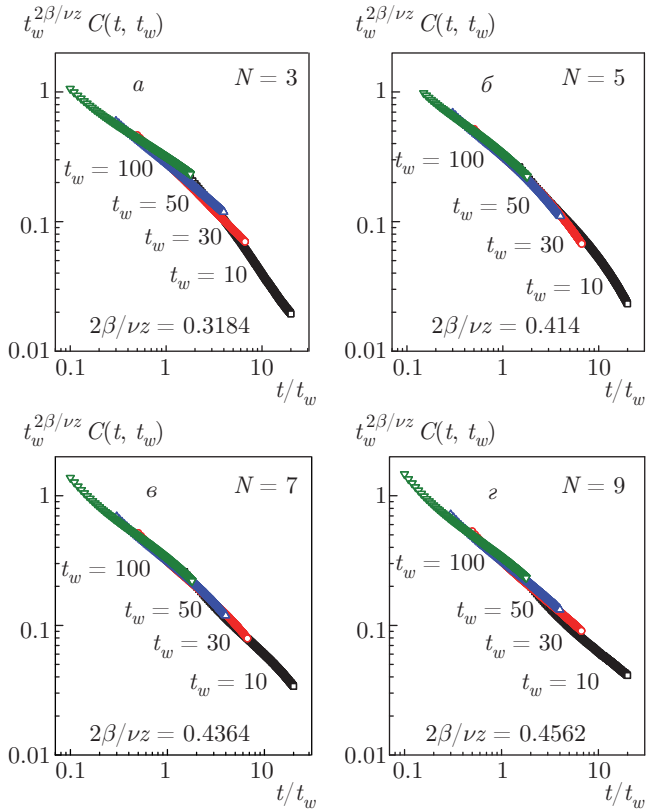


Рис. 9. (В цвете онлайн) Зависимости скейлинговой функции $F_C(t/t_w) = t_w^{2\beta/(\nu z)} C(t, t_w)$ при критических температурах $T_c(N)$ для магнитных структур с толщинами пленок кобальта $N = 3$ МС (а), 5 МС (б), 7 МС (в), 9 МС (г)

для $N = 7$ МС и $2\beta/\nu z = 0.4562(5)$ для $N = 9$ МС. Рост значений показателя $2\beta/\nu z$ с увеличением толщины N ферромагнитных пленок указывает на размерные кроссоверные изменения, происходящие в магнитных структурах при переходе от квазидвумерных для $N = 3$ к квазитрехмерным для $N = 9$ системам. Экспериментальные результаты [1, 3, 4] и численные исследования методом Монте-Карло [21, 22] критического поведения тонких магнитных пленок показывают, что критические показатели принимают двумерные поверхностные значения для пленок толщинами $N \leq 4-6$ МС и объемные трехмерные значения для пленок толщинами $N \geq 20$ МС.

4. РАСЧЕТ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ Co/Cu/Co

Для мультислойных магнитных структур Co/Cu(001)/Co нами был рассчитан коэффициент магнитосопротивления, вводимый соотношением

$$\delta = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}, \quad (14)$$

где R_{AP} — сопротивление образца при антипараллельной ориентации намагниченностей ближайших ферромагнитных слоев, а R_P — сопротивление образца при их параллельной ориентации. Для структур с антиферромагнитной обменной связью ферромагнитных пленок величина R_{AP} характеризует сопротивление образца при отсутствии магнитного поля, а R_P — во внешнем магнитном поле, большем величины поля насыщения.

Отметим, что магнитную структуру можно включать в электрическую цепь двумя способами. При ТВП-геометрии (ток в плоскости) электрический ток распространяется вдоль слоев, а электроды расположены на одной стороне всей структуры. При ТПП-геометрии (ток перпендикулярен плоскости) ток распространяется перпендикулярно слоям структуры, а электроды расположены по разные ее стороны. ТПП-геометрия характеризуется большими величинами ГМС (более чем в два раза по сравнению с ТВП-геометрией [36, 37]), но она представляет большие сложности для технической реализации. Сейчас наибольший практический интерес представляет ТПП-геометрия, так как сенсоры, созданные на ее основе, обладают большей чувствительностью, чем сенсоры на основе ТВП-геометрии [5]. В настоящей работе мы реализуем расчет магнитосопротивления для случая ТПП-геометрии.

На первом этапе исследований был проведен расчет температурной зависимости магнитосопротивления структуры как равновесной характеристики. Для этого моделируемая система приводилась в состояние равновесия на временах, много больших времени релаксации. В работах [23, 38] для расчета магнитосопротивления структуры в ТПП-геометрии мы применили двухтоковую модель Мотта для описания сопротивления различных каналов проводимости [39] с сопротивлениями для двух групп электронов со спином вверх, R_\uparrow , и вниз, R_\downarrow , при прохождении ферромагнитной пленки. В итоге коэффициент магнитосопротивления можно задать соотношением

$$\delta = \frac{(R_\uparrow - R_\downarrow)^2}{4R_\uparrow R_\downarrow} = \frac{(\mathbf{J}_\uparrow - \mathbf{J}_\downarrow)^2}{4\mathbf{J}_\uparrow \cdot \mathbf{J}_\downarrow}, \quad (15)$$

где $\mathbf{J}_{\uparrow,\downarrow} = en_{\uparrow,\downarrow} \langle \mathbf{V}_{\uparrow,\downarrow} \rangle$ — плотность тока. Здесь $n_{\uparrow,\downarrow}$ — концентрация электронов с проекциями спинов $+1/2$ и $-1/2$ на ось z , $n = n_\uparrow + n_\downarrow$ — полная концентрация электронов, $\langle \mathbf{V}_{\uparrow,\downarrow} \rangle$ — средние скорости электронов с соответствующими проекциями

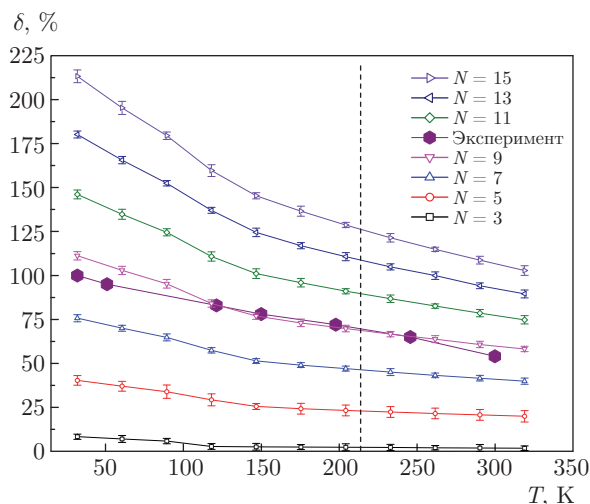


Рис. 10. (В цвете онлайн) Температурные зависимости коэффициента магнитосопротивления $\delta(T, N)$ структуры $\text{Co}/\text{Cu}(001)/\text{Co}$ при различных толщинах N пленок Co . Случай с $N = 9$ МС сопоставлен с результатами эксперимента [37]. Штриховая вертикальная линия соответствует температуре $T = 212$ К. Погрешности значений $\delta(T, N)$ изображены вертикальными отрезками, длины которых в ряде случаев не превышают размера символов

спинов. Концентрацию электронов можно выразить через намагниченность пленки $n_{\uparrow,\downarrow}/n = (1 \pm m)/2$, определяемую в процессе Монте-Карло-моделирования ее магнитных свойств. Среднюю скорость электронов $\langle \mathbf{V}_{\uparrow,\downarrow} \rangle$ можно выразить через подвижность электронов и напряженность внешнего электрического поля \mathbf{E} , а затем через вероятность перескока электрона в единицу времени из ячейки i в соседнюю ячейку по направлению электрического поля [23, 38].

На рис. 10 представлены результаты расчета температурных зависимостей магнитосопротивления δ структуры $\text{Co}/\text{Cu}(001)/\text{Co}$ с различными толщинами N пленок Co при задании шкалы температур через величину обменного интеграла $J_1 = 4.4 \cdot 10^{-14}$ эрг, рассчитанного в приближении среднего поля через связь с температурой Кюри в объемном кобальте. Видно, что рост значений коэффициента магнитосопротивления с понижением температуры близок к линейному закону. Также магнитосопротивление последовательно растет с увеличением толщины N ферромагнитных пленок кобальта. Последний эффект обусловлен увеличением температуры $T_c(N)$ магнитного упорядочения в пленках с ростом N . Рассчитанная зависимость $\delta(T, N)$ хорошо согласуется с экспериментальными данными для структуры с толщиной пленок 1.2 нм [37], со-

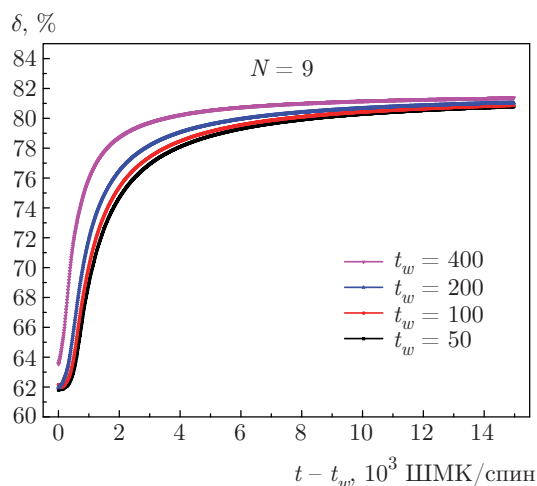


Рис. 11. (В цвете онлайн) Временные зависимости магнитосопротивления δ для $\text{Co}/\text{Cu}(001)/\text{Co}$ с толщинами $N = 9$ МС пленок Co при температуре 212 К при временах ожидания $t_w = 50, 100, 200, 400$ ШМК/спин

ответствующей $N = 9$ МС. Анализ погрешностей рассчитанных значений $\delta(T, N)$ показывает, что величина погрешности характеризуется интервалом $\Delta\delta(T, N) = 1.5\text{--}3\%$.

На следующем этапе исследований было проведено моделирование неравновесного поведения мультислойной магнитной структуры при переводе ее из начального высокотемпературного состояния с намагниченностями пленок $m_0 = 0$ в магнитоупорядоченное состояние при температуре, например, $T_s = 2J_1/3k_B \simeq 212 \text{ К} < T_c(N)$.

Была исследована двухвременная зависимость коэффициента магнитного сопротивления $\delta(t, t_w)$ от времени наблюдения $t - t_w$ и времени ожидания t_w . Время ожидания t_w характеризует время, прошедшее с момента приготовления образца в неравновесном начальном состоянии до начала измерения его магнитосопротивления. В течение времени наблюдения $t - t_w \ll t_{rel}$ во временном поведении системы проявляется влияние начальных состояний системы. В качестве примера на рис. 11 представлены рассчитанные временные зависимости магнитосопротивления структуры $\text{Co}/\text{Cu}(001)/\text{Co}$ с $N = 9$ МС для $t_w = 50, 100, 200, 400$ ШМК/спин при времени наблюдения в 16000 ШМК/спин при эволюции системы из высокотемпературного начального состояния. Видна зависимость магнитосопротивления от времени ожидания t_w — проявление эффектов старения, а также то, что на временах лишь порядка 15000 ШМК/спин значения $\delta(t, t_w)$ выходят на плато с $\delta = 80\%$, которое хорошо согласуется с равно-

весным значением δ , вычисленным при $T = 212$ К. При сопоставлении проявления эффектов старения во временном поведении автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ (см. рис. 8) и магнитосопротивления $\delta(t, t_w)$ (см. рис. 11) видно, что с ростом времени ожидания t_w магнитосопротивление $\delta(t, t_w)$ быстрее выходит на значения, близкие к равновесным, в то время как для автокорреляционной функции происходит замедление ее убывания с ростом t_w . Такими свойствами обладает динамическая восприимчивость для системы, замороженной в нулевом поле, которая определяется интегральным выражением от функции отклика [40]:

$$\chi_{ZFC}(t, t_w) = \int_{t_w}^t dt' R(t, t'). \quad (16)$$

В отличие от термостатической восприимчивости, задаваемой выражением (9), процедура определения χ_{ZFC} характеризуется тем, что система в начальный момент из состояния с температурой T_0 приводится в контакт с термостатом при температуре T_s , а затем эволюционирует в отсутствие внешнего магнитного поля, которое включается в момент времени t_w и действует в течение времени наблюдения $t - t_w$. Этим условиям соответствует и процедура определения временной зависимости магнитосопротивления, обладающей в связи с этим свойствами динамической восприимчивости χ_{ZFC} . Двухвременные свойства такой динамической восприимчивости нами изучались ранее [41] при моделировании неравновесного критического поведения структурно-неупорядоченной трехмерной модели Изинга.

Таким образом, при исследовании влияния на величину магнитосопротивления неравновесного поведения магнитной наноструктуры, характеризующейся медленной динамикой в магнитоупорядоченной области, впервые во временной зависимости магнитосопротивления были выявлены эффекты старения, т. е. зависимость значений магнитосопротивления от начала измерения его характеристик. На примере структуры с толщиной пленок $N = 9$ МС было показано, что лишь на временах наблюдения и ожидания, много больших времени релаксации структуры, временная зависимость величины магнитосопротивления выходит на плато, характеризующееся равновесными значениями.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе осуществлено моделирование методами Монте-Карло неравновесного поведе-

ния широко используемой в активных элементах спинтроники магнитной структуры $\text{Co}/\text{Cu}(001)/\text{Co}$ с различными толщинами N магнитных пленок кобальта при изменении температуры в широком интервале $T \leq T_c(N)$. Рассчитанные двухвременные зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ при эволюции из высокотемпературного начального состояния продемонстрировали проявление эффектов старения в магнитной структуре для всех температур в низкотемпературной фазе, а именно, замедление корреляционных процессов с ростом t_w . Выявлено усиление эффектов старения с понижением температуры замораживания T_s относительно критической температуры T_c , характеризующее еще большим замедлением корреляционных процессов с ростом t_w при более низких температурах $T_s < T_c(N)$.

Анализ зависимостей $C(t, t_w)$, полученных для критических температур $T_s = T_c(N)$, показал, что эффекты старения в магнитных структурах ослабевают с увеличением толщины N пленок кобальта. Это связано с ослаблением эффектов критической корреляции при размерном переходе в структурах от пленок с квазидвумерными свойствами к объемным трехмерным свойствам. Для температур $T_s < T_c(N)$ анализ величины $C(t, t_w)$ показал более сложную зависимость эффектов старения в магнитных структурах от толщины пленок кобальта. Так, для температур $T_s = T_c(N)/2$ была выявлена обратная по сравнению с $T_s = T_c(N)$ тенденция, а именно, усиление эффектов старения с увеличением толщины пленок кобальта для $N \leq 9$ МС, т. е. более сильное замедление корреляционных процессов с ростом t_w при сопоставлении $C(t, t_w)$ для одних и тех же t_w . В данных наноструктурах это явление связано с увеличением характеристической корреляционной длины поперечных спин-спиновых корреляций при понижении температуры, приводящим к увеличению времен корреляции и релаксации структуры.

В работе осуществлен расчет температурной зависимости равновесных значений магнитосопротивления $\delta(T, N)$ структуры $\text{Co}/\text{Cu}(100)/\text{Co}$ для различных толщин магнитных пленок кобальта. Графики $\delta(T, N)$ продемонстрировали близкий к линейному закону рост значений коэффициента магнитосопротивления с понижением температуры, а также последовательный рост магнитосопротивления с увеличением толщины кобальта. Сопоставление рассчитанной зависимости $\delta(T, N)$ с экспериментальными данными для структуры с толщиной пленок в 1.2 нм ($N = 9$ МС) [37] показало их хорошее согласие.

Проведенное затем исследование влияния неравновесного поведения магнитной структуры на ее магнитосопротивление позволило выявить во временной зависимости магнитосопротивления проявление эффектов старения, а именно, зависимость значений магнитосопротивления от времени ожидания t_w — начала измерения магнитосопротивления. На примере структуры с толщиной пленок $N = 9$ МС было показано, что лишь в асимптотическом долговременном режиме временная зависимость величины магнитосопротивления выходит на плато, характеризующееся равновесными значениями. Существование данных неравновесных эффектов, несомненно, надо учитывать при практическом использовании мультислойных магнитных структур в качестве приборов спинтроники с эффектом гигантского магнитного сопротивления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 17-12-00279, 18-42-550003) и гранта МД-6868.2018.2 Президента РФ. Для проведения расчетов были использованы ресурсы вычислительной лаборатории кафедры теоретической физики ОмГУ, ЦКП Центр данных ДВО РАН, суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М. В. Ломоносова и межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and G. Lanhoff, Rep. Progr. Phys. **71**, 056501 (2008).
2. G. Bihlmayer, P. Ferriani, S. Baud, M. Lezaic, S. Heinze, and S. Blugel, *Ultra-Thin Magnetic Films and Magnetic Nanostructures on Surfaces*, in NIC Series Vol. 32: NIC Symposium 2006, ed. by G. Munster, D. Wolf, and M. Kremer, Julich (2006), pp. 151–158.
3. Y. Li and K. Baberschke, Phys. Rev. Lett. **68**, 1208 (1992).
4. F. Huang, M. T. Kief, G. J. Mankey, and R. F. Willis, Phys. Rev. B **49**, 3962 (1994).
5. J. A. C. Bland and B. Heinrich, *Ultrathin Magnetic Structures IV*, Springer, Berlin (2005).
6. V. V. Ustinov, M. A. Milyaev, and L. I. Naumova, SPIN **04**, 1440001 (2014).
7. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
8. G. Binash, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
9. A. Barthelemy and A. Fert, Phys. Rev. B **43**, 13124 (1991).
10. M. Julliere, Phys. Lett. A **54**, 225 (1975).
11. T. Miyazaki and N. Tezuka, J. Magn. Magn. Mater. **139**, L231 (1995).
12. R. C. Sousa, J. J. Sun, V. Soares, P. P. Freitas, A. Kling, M. F. da Silva, and J. C. Soares, Appl. Phys. Lett. **73**, 3288 (1998).
13. T. Mukherjee, M. Pleimling, and Ch. Binek, Phys. Rev. B **82**, 134425 (2010).
14. В. В. Прудников, П. В. Прудников, А. Н. Пуртов, М. В. Мамонова, Письма в ЖЭТФ **104**, 797 (2016).
15. E. Vincent, J. Hammann, M. Ocio, J. P. Bouchaud, and L. F. Cugliandolo, Lect. Notes Phys. **492**, 184 (1997).
16. L. Berthier and J. Kurchan, Nature Phys. **9**, 310 (2013).
17. P. Calabrese and A. Gambassi, J. Phys. A **38**, R133 (2005).
18. В. В. Прудников, П. В. Прудников, М. В. Мамонова, УФН **187**, 817 (2017).
19. В. В. Прудников, А. Н. Вакилов, П. В. Прудников, *Фазовые переходы и методы их компьютерного моделирования*, Физматлит, Москва (2009).
20. В. В. Прудников, П. В. Прудников, А. Н. Вакилов, *Теоретические методы описания неравновесного критического поведения структурно-неупорядоченных систем*, Физматлит, Москва (2013).
21. П. В. Прудников, В. В. Прудников, М. А. Медведева, Письма в ЖЭТФ **100**, 501 (2014).
22. P. V. Prudnikov, V. V. Prudnikov, M. A. Menshikova, and N. I. Piskunova, J. Magn. Magn. Mater. **387**, 77 (2015).
23. V. V. Prudnikov, P. V. Prudnikov, and D. E. Romanovskiy, J. Phys. D **49**, 235002 (2016).
24. А. З. Паташинский, В. Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов*, Наука, Москва (1982).
25. Ш. Ма, *Современная теория критических явлений*, Мир, Москва (1980).
26. В. С. Доценко, УФН **165**, 481 (1993).
27. Z. Q. Qiu, J. Pearson, and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **67**, 1646 (1991).

28. B. Heinrich, T. Monchesky, and R. Urban, *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 339 (2001).
29. A. Hahlin, C. Andersson, J. Hunter Dunn, B. Sanyal, O. Karis, and D. Arvanitis, *Phys. Rev. B.* **73**, 134423 (2006).
30. S. T. Bramwell and P. C. W. Holdsworth, *J. Phys: Cond. Matt.* **5**, L53 (1993).
31. S. T. Bramwell and P. C. W. Holdsworth, *J. Appl. Phys.* **73**, 6096 (1993).
32. L. Schulke and B. Zheng, *Phys. Lett. A* **215**, 81 (1996).
33. V. V. Prudnikov, P. V. Prudnikov, B. Zheng, S. V. Dorofeev, and V. Yu. Kolesnikov, *Progr. Theor. Phys.* **117**, 973 (2007).
34. V. V. Prudnikov, P. V. Prudnikov, A. S. Krinitsyn, A. N. Vakilov, E. A. Pospelov, and M. V. Rychkov, *Phys. Rev. E* **81**, 011130 (2010).
35. P. V. Prudnikov, V. V. Prudnikov, E. A. Pospelov, P. N. Malyarenko, and A. N. Vakilov, *Progr. Theor. Exp. Phys.* **2015**, 053A01 (2015).
36. M. A. M. Gijs and G. E. W. Bauer, *Adv. Phys.* **46**, 285 (1997).
37. M. A. M. Gijs, J. B. Giesberg, M. T. Johnson et al., *J. Appl. Phys.* **75**, 6709 (1994).
38. В. В. Прудников, П. В. Прудников, Д. Е. Романовский, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 759 (2015).
39. J. Mathon, *Contemp. Phys.* **32**, 143 (1991).
40. M. Henkel and M. Pleimling, *Non-Equilibrium Phase Transitions*, Vol. 2, Springer, Heidelberg, (2010), p. 544.
41. В. В. Прудников, П. В. Прудников, Е. А. Поспелов, *ЖЭТФ* **145**, 462 (2014).