

Эффекты старения в неравновесном поведении мультислойных магнитных структур

В. В. Прудников¹⁾, П. В. Прудников, А. Н. Пуртов, М. В. Мамонова

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

Поступила в редакцию 22 августа 2016 г.

После переработки 24 октября 2016 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 и “шахматной” намагниченности структуры при эволюции из различных начальных состояний позволил выявить 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 с $T \leq T_c$.

DOI: 10.7868/S0370274X16230077

Исследование макроскопических статистических систем, характеризующихся медленной динамикой [1, 2], а также изучение свойств ультратонких магнитных пленок и магнитных сверхструктур на их основе [3] вызывает в настоящее время значительный интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. При медленной эволюции систем из неравновесного начального состояния в них наблюдаются свойства старения и нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы. Примерами подобных систем с медленной динамикой и эффектами старения являются комплексные неупорядоченные системы: дипольные, металлические и спиновые стекла [4, 5]. Однако подобные особенности неравновесного поведения, как показали различные исследования [6, 7], могут наблюдаться и в более простых системах, испытывающих фазовые переходы второго рода. Это обусловлено тем, что их поведение вблизи критических температур характеризуется аномально большими временами релаксации. Известно, что в окрестности температуры T_c фазового перехода второго рода время релаксации системы является расходящейся величиной $t_{rel} \sim |T - T_c|^{-z\nu}$, где z и ν – динамический критический индекс и индекс корреляционной длины соответственно, вследствие чего статистическая система в критической точке T_c не достигает равновесия в течение всего процесса релаксации.

Эффекты старения проявляются на этапе $t \ll t_{rel}$ и выражаются, например, в осуществлении двухвременной зависимости корреляционной функции

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

от времени ожидания t_w и времени наблюдения $t - t_w$. Время ожидания характеризует время, прошедшее с момента приготовления образца до начала измерения его характеристик. В течение $t - t_w$, $t_w \ll t_{rel}$ во временном поведении системы проявляется влияние начальных состояний системы.

Является важным, что выявленные к настоящему времени особенности неравновесной критической динамики могут служить основой для понимания и адекватной интерпретации экспериментальных данных, полученных для мультислойных магнитных структур на основе Fe/Cr [8] и Co/Cr [9]. Так, в работе [8] было выявлено неэргодическое поведение мультислойной структуры Fe/Cr на основе периодического сочетания ультратонких ферромагнитных пленок железа с немагнитными пленками хрома с зависимостью намагниченности образца от его магнитной предыстории. В другой статье [9], исследования релаксации намагниченности выявили в магнитной сверхструктуре на основе Co/Cr эффекты магнитного старения. Наномасштабная периодичность создает в этих магнитных мультислойных структурах мезоскопические эффекты пространственной спиновой корреляции с медленной релаксационной динамикой.

¹⁾e-mail: prudnikov@univer.omsk.su

кой намагниченности при замораживании системы в неравновесном состоянии. По сравнению с объемными магнитными системами, в которых медленная динамика и эффекты старения проявляются вблизи критической точки, магнитные сверхструктуры с наномасштабной периодичностью дают возможность увеличить время релаксации за счет эффектов, связанных с увеличенной в этих структурах характеристической корреляционной длиной спин-спиновых корреляций. По этой причине эффекты старения и неэргодичности могут наблюдаться в мультислойных магнитных структурах в более широком температурном интервале по сравнению с объемными магнитными системами.

В данной работе рассматривается задача проведения численного Монте-Карло-исследования особенностей неравновесного поведения мультислойной магнитной структуры (рис. 1) из ферромагнитных

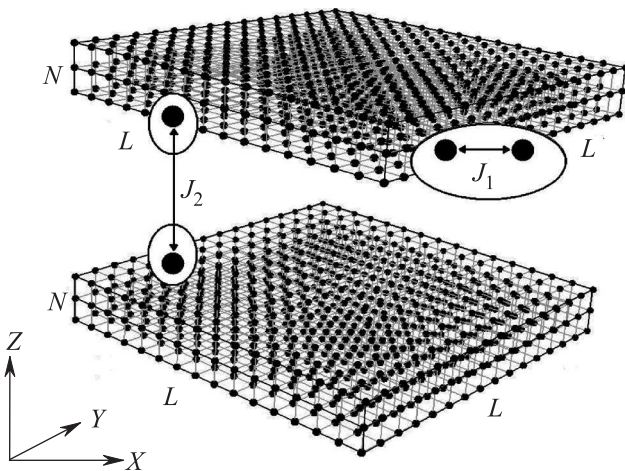


Рис. 1. Модель мультислойной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных пленкой немагнитного металла; L и N – линейные размеры пленок, J_1 , J_2 – обменные интегралы

пленок, разделенных слоем немагнитного металла. Магнитные пленки характеризуются линейными размерами $L \times L \times N$ и наложенными периодическими граничными условиями в плоскости пленки. Рассматривалась структура из магнитных пленок с толщинами $N = 3$ (в единицах моноатомных слоев). Значение обменного интеграла J_1 , определяющего взаимодействие соседних спинов внутри ферромагнитной пленки, бралось $J_1/k_B T = 1$ (k_B – коэффициент Больцмана), а для взаимодействия между пленками $J_2 = -0.3J_1$. Отрицательность J_2 отражает тот факт, что в мультислойных структурах с эффектом гигантского магнитосопротивления толщина немагнитной прослойки подбира-

ется так, чтобы дальнедействующее и осциллирующее межслоевое обменное РККИ-взаимодействие между спинами ферромагнитных слоев носило эффективный антиферромагнитный характер [10]. За счет этого взаимодействия намагниченности соседних ферромагнитных слоев ориентируются противоположно друг другу. Таким образом, рассматриваемая структура моделирует искусственно создаваемые мультислойные структуры, характеризующиеся проявлением эффектов гигантского магнитосопротивления [10–12].

Магнитные свойства ультратонких пленок на основе Fe, Co и Ni при контакте с подложкой из немагнитного металла наиболее правильно описываются анизотропной моделью Гейзенберга [13, 14], задаваемой гамильтонианом

$$H = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} [\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \Delta(N) S_i^z S_j^z] - h \sum_i S_i^x, \quad (2)$$

где $\mathbf{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$ – трехмерный единичный вектор в узле i ; $\Delta = 0.7$ – параметр анизотропии для ферромагнитных пленок Co с толщиной $N = 3$ монослоя; h – внешнее магнитное поле. Вид и параметры гамильтониана выбраны таким образом, чтобы соответствовать мультислойной структуре Co(0.6 нм)/Cr/Co(0.6 нм), в которой ультратонкие пленки Co характеризуются при температурах ниже критической T_c появлением спонтанной намагниченности \mathbf{m} , лежащей в XY -плоскости пленки [9].

На первом этапе исследований проводился расчет равновесных характеристик мультислойной структуры с целью определения температуры T_c ферромагнитного фазового перехода в магнитных пленках и T_N , характеризующей реализацию антиферромагнитной конфигурации намагниченностей пленок в структуре за счет отрицательности J_2 . Для более точного определения критических температур рассматривались структуры с различными линейными размерами пленок $L = 16, 24, 32, 64$. Рассчитывались такие характеристики как “шахматная” намагниченность $\mathbf{m}_{\text{stg}} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2$, где \mathbf{m}_1 , \mathbf{m}_2 – намагниченности пленок (рис. 2), “шахматная” восприимчивость $\chi_{\text{stg}} = [\langle m_{\text{stg}}^2 \rangle - \langle m_{\text{stg}} \rangle^2] / T N_s$, теплоемкость $C_h = [\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2] / (k_B T)^2 N_s$ (рис. 3) и кумулянт Биндера $U_4 = (3 - \langle m^4 \rangle / \langle m^2 \rangle^2) / 2$, где N_s – число спинов в пленке.

Анализ температурной зависимости данных термодинамических величин для пленок различных линейных размеров L позволяет однозначно охарактеризовать тип фазовых превращений в мультислойной структуре и определить критические температуры T_c и T_N [15, 16]. Для придания получен-

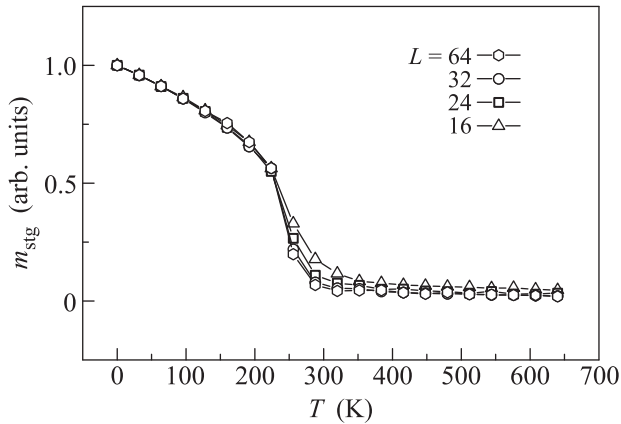


Рис. 2. Температурное поведение “шахматной” намагниченности $m_{\text{stg}}(T, L)$

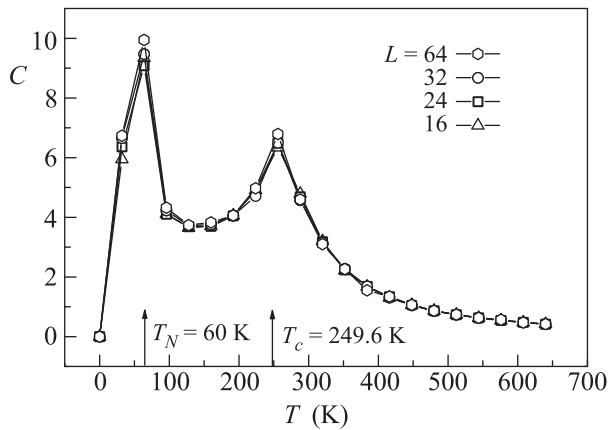


Рис. 3. Температурное поведение теплоемкости $C_h = [(E^2) - \langle E \rangle^2] / (k_B T)^2 N_s$

ным температурным зависимостям данных характеристик большего физического соответствия с системой Co/Cr/Co [9] шкала температур была задана нами через интеграл обменного взаимодействия $J_1 = 4.4 \cdot 10^{-14}$ эрг, соответствующего кобальту. Так, представленная на рис. 4 температурная зависимость теплоемкости с двумя характерными пиками для фазовых переходов второго рода позволяет определить соответствующие критические температуры $T_N \simeq 60$ К ($k_B T_N / J_1 = 0.19(3)$) и $T_c \simeq 249.6$ К ($k_B T_c / J_1 = 0.78(3)$). Другие измеренные характеристики подтверждают найденное значение T_c . Отметим, что данные критические температуры для модельной мультислойной структуры находятся в хорошем соответствии со значениями $T_N = 53$ К и $T_c = 225$ К, экспериментально измеренными в работе [9] для структуры [Co(0.6 нм)/Cr(0.78 нм)]₂₀. Анализ рассчитанной температурной зависимости “шахматной” намагниченности $m_{\text{stg}}(T, L)$ и кумулянта Бинде-

ра $U_4(T, L)$ для структуры с $N = 3$ вблизи T_c позволил определить в соответствии с методикой работы [13] эффективные критические индексы $\beta = 0.25(3)$ для намагниченности и $\nu = 0.80(4)$ для корреляционной длины. Полученное значение критического индекса β указывает на принадлежность критического поведения пленки кобальта с толщиной $N = 3$ монослоя на хrome к классу универсальности двумерной XY-модели с влиянием конечномерных эффектов, характеризующимся значением $\beta \simeq 0.23$ [3, 17]. Однако отметим, что в отличие от двумерной XY-модели, в которой не возникает дальнего магнитного порядка при конечных температурах, а фазовый переход второго рода Березинского–Костерлица–Таулесса при температуре $T_{\text{ВКТ}}$ [18, 19] имеет топологический характер и связан с диссоциацией связанных пар вихрь–антивихрь в точке перехода, в наших анизотропных гейзенберговских пленках кобальта при толщине $N = 3$ возникает типичный ферромагнитный фазовый переход с усилением особенностей магнитных характеристик при $L \rightarrow \infty$, а не их сглаживанием как в случае с двумерной XY-моделью. На это указывают и результаты экспериментальных исследований поведения ультратонких пленок никеля и кобальта на медной подложке с толщинами $N = 1 \div 16$ монослоев, демонстрирующих размерные изменения критического поведения от двумерного XY-подобного с $\beta \simeq 0.23$ к трехмерному гейзенберговскому с $\beta \simeq 0.37$ [3, 20].

На следующем этапе исследований было проведено изучение неравновесного поведения мультислойной структуры. Был осуществлен расчет временной зависимости намагниченности ферромагнитной пленки в структуре

$$\mathbf{m}(t) = \left\langle \frac{1}{NL^2} \sum_{i=1}^{NL^2} \mathbf{S}_i(t) \right\rangle, \quad (3)$$

и двухвременной зависимости автокорреляционной функции

$$C(t, t_w) = \left\langle \frac{1}{NL^2} \sum_{i=1}^{NL^2} \mathbf{S}_i(t) \mathbf{S}_i(t_w) \right\rangle - \mathbf{m}(t) \mathbf{m}(t_w). \quad (4)$$

Рассмотрены случаи эволюции системы из высокотемпературного начального состояния, созданного при $T_0 \gg T_c$ с приведенной “шахматной” намагниченностью $m_0^{\text{stg}} = 0.05$, и низкотемпературного начального состояния с $m_0^{\text{stg}} = 1$. Неравновесное поведение реализовывалось переводом системы из данных начальных состояний в состояния при температурах теплового резервуара T_s , равных критической температуре $T_c = 249.6$ К, и температурам $T_s = 96$ К и

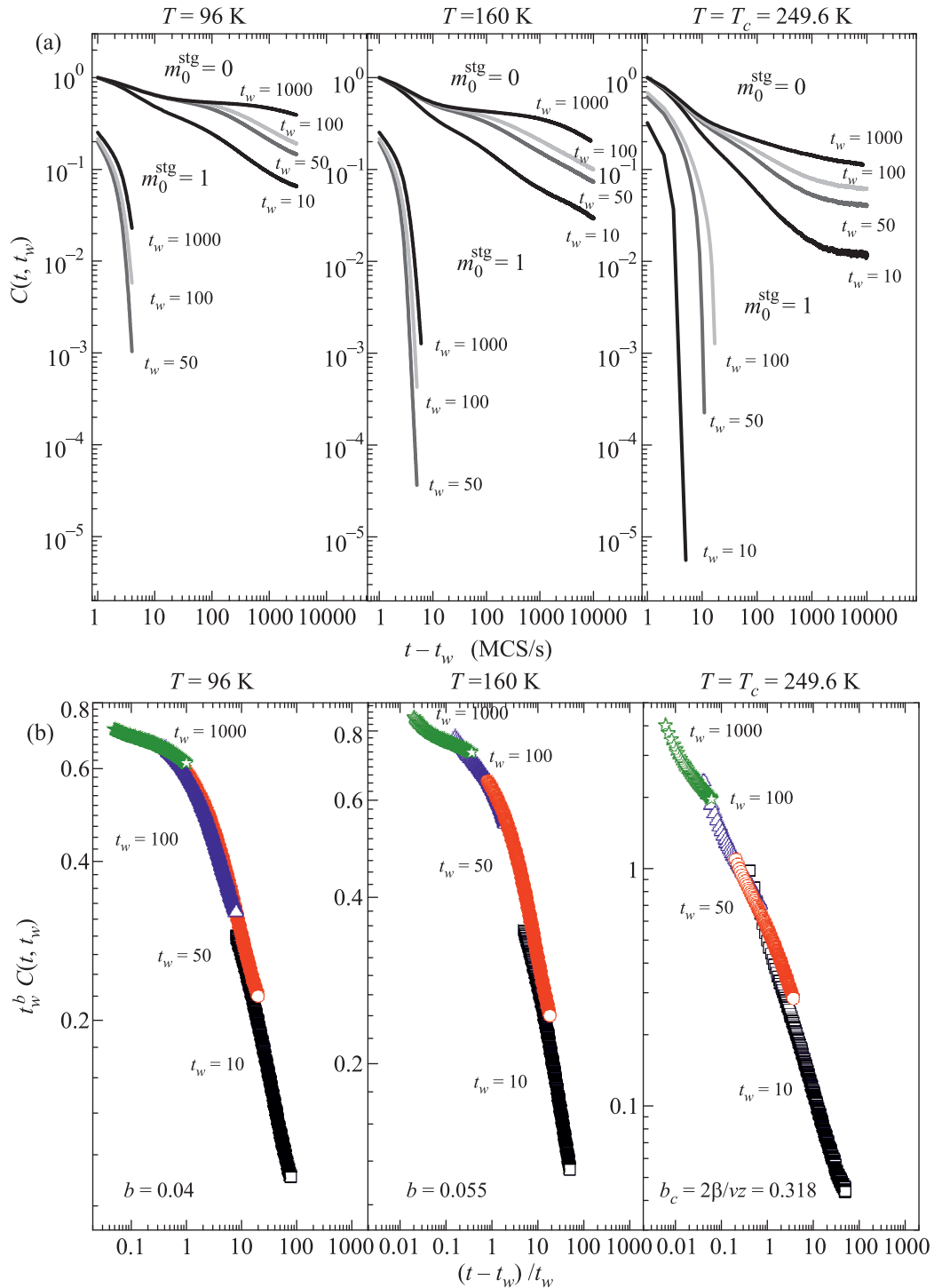


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ от времени наблюдения $(t - t_w)$ при эволюции мультислойной структуры из различных начальных состояний с $m_0^{\text{stg}} = 0$ и $m_0^{\text{stg}} = 1$ (a) и ее скейлинговой функции $F(t/t_w) = t_w^b C(t, t_w)$ от $(t - t_w)/t_w$ при $m_0^{\text{stg}} = 0$ (b) для различных температур теплового резервуара $T_s = 96$ K, 160 K и $T_s = T_c = 249.6$ K

160 K, находящимся в интервале $T_N < T_s < T_c$. Времена релаксации моделируемой системы существенно зависят от ее линейного размера $t_{\text{rel}} \sim L^z$ с дина-

мическим критическим индексом $z \geq 2$. Поэтому при исследовании неравновесного поведения, реализуемом на временах $t \ll t_{\text{rel}}$, желательно выбирать до-

статочны большие размеры L моделируемых систем. При расчетах неравновесного поведения автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ рассматривались структуры с линейными размерами пленки $L = 128$, что позволяет анализировать неравновесные характеристики системы на временах до 10000 шагов Монте-Карло на спин (MCS/s). Для исследования двухвременной зависимости $C(t, t_w)$ использовались времена ожидания $t_w = 10, 50, 100$ и 1000 MCS/s. Усреднение характеристик проводилось по 1000 прогонок. Графики зависимости автокорреляционной функции от времени наблюдения $t - t_w$, представленные на рис. 4, демонстрируют наличие в системе эффектов старения, т.е. зависимость временного спада корреляционных эффектов от времени ожидания t_w . При этом эффекты старения возникают в мультислойных структурах не только при $T_s = T_c$, как в объемных системах, но и при температурах $T_s < T_c$. Видно, что при эволюции как из низкотемпературного, так и высокотемпературного начальных состояний с увеличением времени ожидания t_w наблюдается соответствующее понятию старения замедление корреляции в системе. Отметим также, что времена корреляции при эволюции системы из высокотемпературного начального состояния превосходят времена корреляции при эволюции из низкотемпературного начального состояния на один-два порядка для одних и тех же значений t_w .

В режиме старения при $t - t_w \sim t_w \gg 1$ двухвременная зависимость автокорреляционной функции характеризуется скейлинговой формой [7]:

$$C(t, t_w) \sim t_w^{-b} F_C(t/t_w), \quad (5)$$

где показатель b при температуре теплового резервуара $T_s = T_c$ выражается через критические индексы $b = 2\beta/z\nu$. Скейлинговая функция $F_C(t/t_w)$ является однородной функцией своего аргумента t/t_w и характеризуется на долговременном этапе эволюции с $(t - t_w) \gg t_w \gg 1$ степенным законом затухания

$$F_C(t/t_w) \sim (t/t_w)^{-c_a}, \quad (6)$$

показатель c_a при $T_s = T_c$ определяется выражениями $c_a = d/z - \theta'$ в случае эволюции из высокотемпературного начального состояния и $c_a = 1 + d/z + \beta/z\nu$ при эволюции из низкотемпературного начального состояния. При температурах теплового резервуара $T_s \neq T_c$ показатели b и c_a в выражениях (5), (6) уже не связаны с критическими индексами рассматриваемой системы.

С целью проверки справедливости скейлинговой формы (5) для полученных нами данных для ав-

токорреляционной функции были построены зависимости $t_w^b C(t, t_w) = F_C(t/t_w)$ от t/t_w при подборе значений показателя b таким образом, чтобы данные для различных t_w ложились по возможности на одну кривую при $t/t_w \gg 1$. На примере автокорреляционной функции, полученной при эволюции из высокотемпературного начального состояния, видно (см рис. 4) осуществление “коллпаса” данных для $t_w^b C(t, t_w)$ и различных t_w на универсальной кривой, соответствующей скейлинговой функции $F_C(t/t_w)$ как при $T_s = T_c = 249.6$ К при значении показателя $b_c = 2\beta/z\nu = 0.318(8)$, так и при $T_s = 96$ К с показателем $b = 0.04(1)$, при $T_s = 160$ К с показателем $b = 0.055(10)$. Отметим, что полученное значение показателя $b_c = 2\beta/z\nu = 0.318(8)$ находится в хорошем согласии с полученными значениями критических индексов $\beta = 0.25(3)$ и $\nu = 0.80(4)$ при использовании для данной структуры значения динамического критического индекса $z = 2$ как для системы с эффективным критическим поведением, соответствующим двумерной XY-модели [21].

Проведем сопоставление полученных двухвременных зависимостей автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ для мультислойной структуры с поведением $C(t, t_w)$ для двумерной XY-модели. В соответствии с теорией динамического скейлинга $C(t, t_w)$ для двумерной XY-модели может быть представлена в следующей форме [22, 23]:

$$C(t, t_w) = \frac{1}{(t - t_w)^{\eta(T)/z}} f_C \left[\frac{\xi(t)}{\xi(t_w)} \right], \quad (7)$$

где скейлинговая функция f_C является конечной при $t_w \rightarrow 0$, $\eta(T)$ – критический индекс Фишера, определяющий степенной характер пространственной зависимости корреляционной функции, $z = 2$ – динамический критический индекс, $\xi(t)$ – корреляционная длина. Отметим, что $\xi(t)$ имеет различный характер временной зависимости для различных начальных состояний: $\xi(t) \sim (t/\ln t)^{1/z}$ для $T_0 \gg T_{\text{ВКТ}}$ и $\xi(t) \sim t^{1/z}$ для $T_0 = 0$. Возникающие в $\xi(t)$ при эволюции из высокотемпературного начального состояния логарифмические поправочные множители отражают влияние эффектов взаимодействия вихрей [23]. При температуре фазового перехода Березинского–Костерлица–Таулесса $T_{\text{ВКТ}}$ показатель $\eta = 1/4$ [18], а в низкотемпературной фазе зависимость $\eta(T)$ определена численно методами Монте-Карло в работах [24, 25].

Временная зависимость автокорреляционной функции на раннем квазиравновесном этапе эволюции с $(t - t_w) \ll t_w$ в соответствии с соотношением (7) характеризуется степенной зависимостью

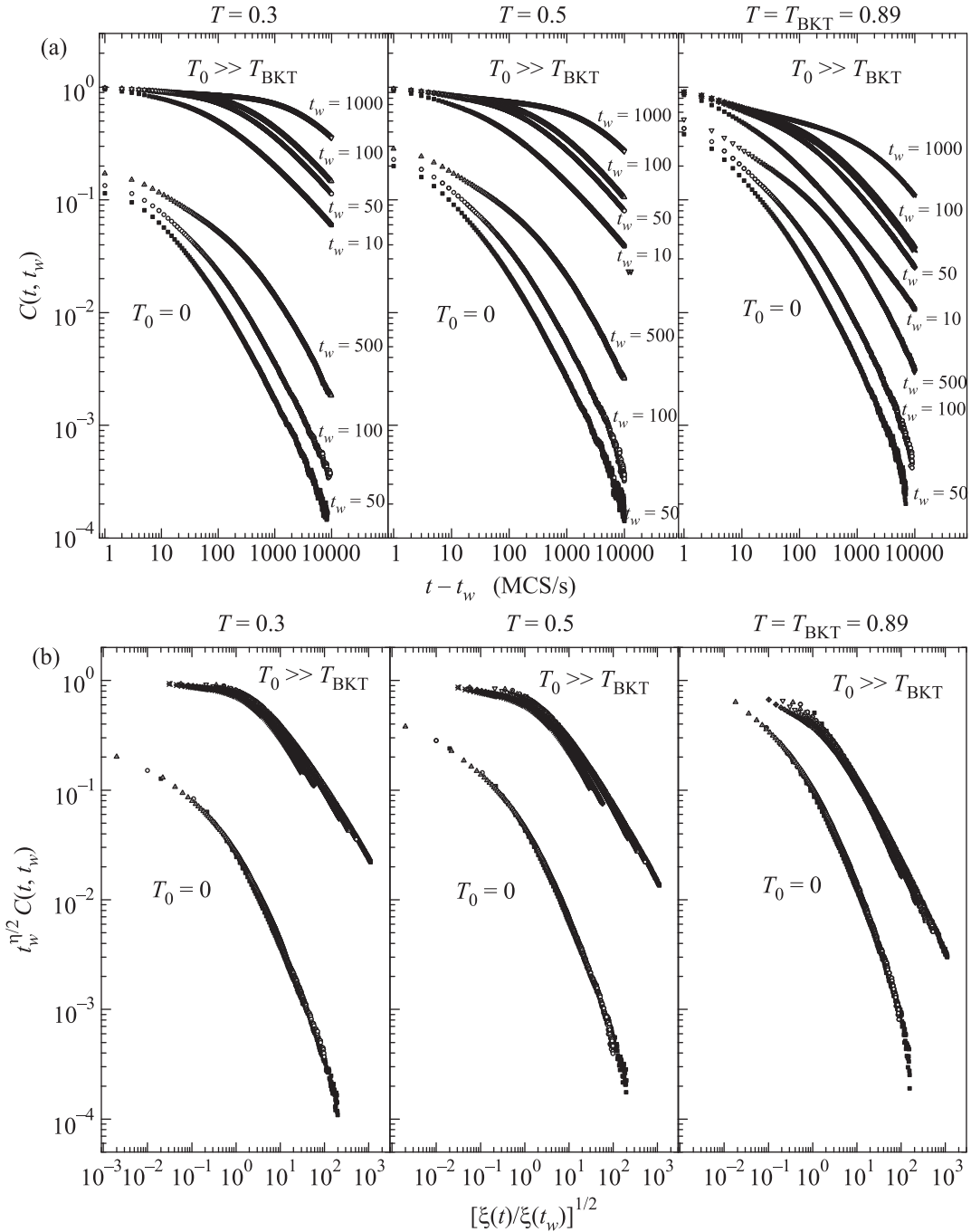


Рис. 5. Зависимость автокорреляционной функции C от времени наблюдения $(t - t_w)$ при эволюции двумерной XU -модели из различных начальных состояний с $T_0 \gg T_{\text{BKT}}$ и $T_0 = 0$ (a) и ее скейлинговой функции $f_C[\xi(t)/\xi(t_w)] = t_w^{\eta(T)/2} C(t, t_w)$ от $[\xi(t)/\xi(t_w)]^{1/2}$ при $T_0 \gg T_{\text{BKT}}$ и $T_0 = 0$ (b) для различных температур теплового резервуара $T_s = 0.3J_1/k_B$, $0.5J_1/k_B$ и $T_s = T_{\text{BKT}} = 0.89J_1/k_B$

$C(t, t_w) \sim (t - t_w)^{-\eta(T)/2}$. Поэтому предсказывается, что при T_{BKT} временное спадание автокорреляционной функции окажется для двумерной XU -модели медленнее чем для нашей мультислойной структуры с $N = 3$ при критической температуре T_c

($b_c = 2\beta/z\nu = 0.318(8) > \eta(T_{\text{BKT}})/2 = 0.125$). На долговременном этапе эволюции из высокотемпературного начального состояния с $(t - t_w) \gg t_w$ исследования выявили [25, 26], что скейлинговая функция в (7) характеризуется степенной зависи-

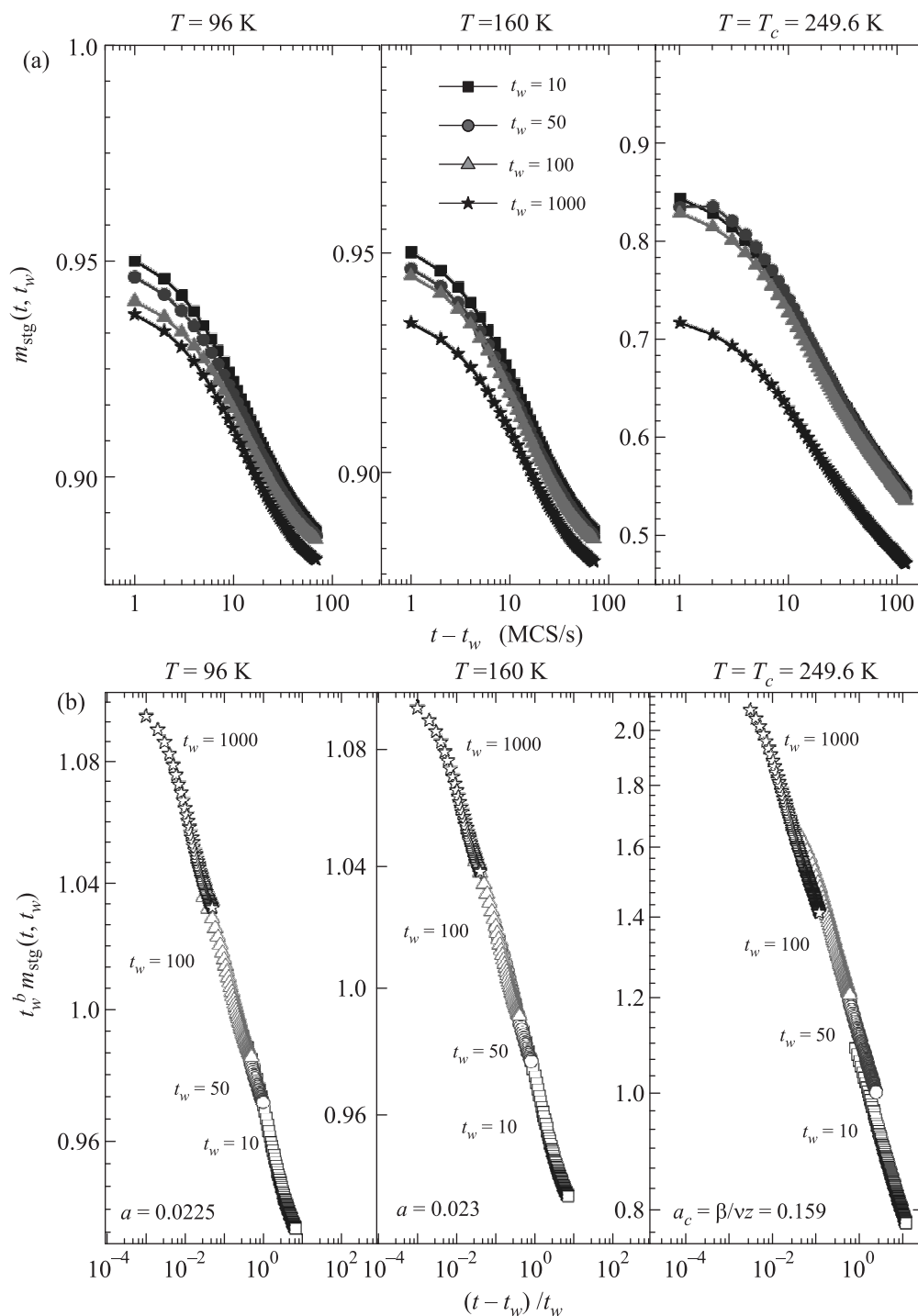


Рис. 6. Релаксация “шахматной” намагниченности $m_{\text{stg}}(t, t_w)$ из низкотемпературного начального состояния с $m_0^{\text{stg}} = 1$ (a) и зависимость ее скейлинговой функции $t_w^a m_{\text{stg}}(t, t_w)$ от $(t - t_w)/t_w$ (b) для различных температур теплового резервуара $T_s = 96$ K, 160 K и $T_s = T_c = 249.6$ K

мостью $f_C(x) \sim x^{-\lambda(T)}$ со значениями показателя $\lambda(T)$ [25], значительно превышающими значения показателя $\eta(T)/2$ для раннего этапа эволюции. В результате, возникает сильная двухвременная

зависимость $C(t, t_w)$ с ярко выраженными эффектами старения, когда на сильный степенной спад автокорреляционной функции как функции времени наблюдения накладывается эффект замедления

корреляции с ростом времени ожидания t_w . Данные предсказания подтверждаются результатами проведенных численных исследований (рис. 5а) поведения $C(t, t_w)$ для двумерной XY-модели с линейными размерами $L = 128$ при температурах $T_{\text{ВКТ}} = 0.89J_1/k_B$ [27], $T = 0.5J_1/k_B$ и $T = 0.3J_1/k_B$ с рассмотрением эволюции как из высокотемпературного, так и низкотемпературного начальных состояний. На рис. 5b представлены графики, подтверждающие скейлинговую форму (7) для автокорреляционной функции двумерной XY-модели, с коллапсом данных для различных времен ожидания t_w на универсальных кривых, соответствующих рассмотренным температурам. Сопоставление графиков на рис. 4а, b и рис. 5а, b показывает, что возникающие различия в поведении автокорреляционной функции для двумерной XY-модели и мультислойной структуры связаны с эффектами более сильной спин-спиновой корреляции в ферромагнитных пленках и влиянием межслоевой обменной связи между пленками в структуре.

Наряду с исследованием эффектов старения в поведении автокорреляционной функции было проведено моделирование условий, при которых в работе [9] для структуры Co/Cr были экспериментально выявлены эффекты старения в релаксационных свойствах намагниченности. Для этого при процессе релаксации “шахматной” намагниченности структуры из низкотемпературного начального состояния при температуре теплового резервуара T_s в момент времени t_w включалось на короткий интервал времени достаточно сильное магнитное поле в плоскости пленки (в нашем случае $h = 100J_1$). После выключения поля происходил изотермический процесс релаксации “шахматной” намагниченности и медленного ее возвращения к релаксационной кривой, характеризующей неравновесное поведение структуры без внешнего магнитного поля (случай с $h = 0$). Для различных времен ожидания $t_w = 10, 50, 100$ и 1000 MCS/s и различных температур замораживания $T_s = 96$ К, 160 К и $T_s = T_c = 249.6$ К были проанализированы участки релаксации намагниченности от момента выключения магнитного поля до момента, при котором намагниченность возвращалась к своему невозмущенному значению при $h = 0$ (рис. 6). На рисунке наглядно видно проявление эффектов старения в релаксации намагниченности пленок мультислойной структуры, т.е. замедление релаксации с увеличением времени ожидания t_w .

Теория неравновесных процессов предсказывает для поведения намагниченности (в нашем случае

“шахматной” намагниченности) следующую скейлинговую зависимость:

$$m_{\text{stg}}(t, t_w) \sim t_w^{-a} F_m(t/t_w), \quad (8)$$

где показатель a при температуре замораживания $T_s = T_c$ выражается через критические индексы $a = \beta/z\nu$. Построенные нами зависимости $t_w^a m_{\text{stg}}(t, t_w)$ от t/t_w (см. рис. 6) позволили подтвердить скейлинговую форму (8) с выделением функции $F_m(t/t_w)$, не зависящей от t_w , при соответствующем подборе показателя a для каждой используемой температуры теплового резервуара T_s . Из рис. 6 видно, что “коллапс” данных на единой для всех t_w кривой осуществляется не только при критической температуре с $T_s = T_c$, но и при $T_s < T_c$. Были получены следующие значения показателя a : $a_c = \beta/z\nu = 0.159(5)$ при $T_s = T_c = 249.6$ К; $a = 0.022(7)$ при $T_s = 96$ К и $a = 0.025(7)$ при $T_s = 160$ К. Сопоставление полученных значений показателей a и b показывает, что в пределах погрешностей $b = 2a$ и согласуется с соотношением этих показателей при критической температуре. Отметим также, что выявленные эффекты старения в релаксационном поведении намагниченности для нашей модельной мультислойной структуры находятся в хорошем согласии с экспериментально выявленными эффектами старения в структуре Co/Cr [9].

Таким образом, проведенные исследования и расчеты двухвременных зависимостей автокорреляционной функции и “шахматной” намагниченности методами Монте-Карло позволили выявить осуществление эффектов старения в мультислойных магнитных структурах не только при их неравновесном критическом поведении при $T_s = T_c$, но и в широком диапазоне температур теплового резервуара с $T_s < T_c$. Поэтому существование данных неравновесных эффектов несомненно надо учитывать при практическом использовании мультислойных магнитных структур в качестве элементов приборов спинтроники с эффектом гигантского магнитного сопротивления.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда проект # 14-12-00562. Для проведения расчетов были использованы ресурсы суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М.В. Ломоносова и межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

1. L. F. Cugliandolo, *Slow relaxation and nonequilibrium dynamics in condensed matter*, Les Houches, Ecole d'Ete de Physique Theorique, ed. by J.-L. Barrat et al., Springer, Berlin (2003), v. 77, p. 371.

2. M. Henkel and M. Pleimling, *Non-Equilibrium Phase Transitions, v. 2: Ageing and Dynamical Scaling far from Equilibrium (Theoretical and Mathematical Physics)*, Springer, Heidelberg (2010), p. 544.
3. C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and G. Lauhoff, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 056501 (2008).
4. L. Berthier and J. Kurchan, *Nature Phys.* **9**, 310 (2013).
5. J.-P. Bouchaud, L. F. Cugliandolo, J. Kurchan, and M. Mezard, *Directions in Condensed Matter Physics*, in *Spin Glasses and Random Fields*, ed. by A. P. Young, World Scientific, Singapore (1998), v. 12, p. 443.
6. P. Calabrese and A. Gambassi, *J. Phys. A.* **38**, R133 (2005).
7. P. V. Prudnikov, V. V. Prudnikov, E. A. Pospelov, P. N. Malyarenko, and A. N. Vakilov, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2015**, 053A01 (2015).
8. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнс, Д. И. Холин, А. В. Королев, М. А. Миляев, Л. Н. Ромашев, В. В. Устинов, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 126 (2008).
9. T. Mukherjee, M. Pleimling, and Ch. Binek, *Phys. Rev. B* **82**, 134425 (2010).
10. В. В. Прудников, П. В. Прудников, Д. Е. Романовский, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 759 (2015).
11. J. Bass and W. P. Pratt, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 274 (1999).
12. V. V. Prudnikov, P. V. Prudnikov, and D. E. Romanovskiy, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49**, 235002 (2016).
13. П. В. Прудников, В. В. Прудников, М. А. Медведева, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 501 (2014).
14. P. V. Prudnikov, V. V. Prudnikov, M. A. Menshikova, and N. I. Piskunova, *JMMM* **387**, 77 (2015).
15. В. В. Прудников, А. Н. Вакилов, П. В. Прудников, *Фазовые переходы и методы их компьютерного моделирования*, Физматлит, М. (2009).
16. В. В. Прудников, П. В. Прудников, А. Н. Вакилов, *Теоретические методы описания неравновесного критического поведения структурно неупорядоченных систем*, Физматлит, М. (2013).
17. S. T. Bramwell and P. C. W. Holdsworth, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, L53 (1993).
18. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59**, 907 (1970); В. Л. Березинский, *Низкотемпературные свойства двумерных систем*, Физматлит, М. (2007).
19. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, 1181 (1973).
20. F. Huang, M. T. Kief, G. J. Mankey, and R. F. Willis, *Phys. Rev. B* **49**, 3962 (1994).
21. A. Asad and B. Zheng, *J. Phys. A: Math. Theor.* **40**, 9957 (2007).
22. A. J. Bray, *Adv. Phys.* **43**, 357 (1994).
23. A. J. Bray, A. J. Briant, and D. K. Jervis, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1503 (2000).
24. V. Berche, *J. Phys. A* **36**, 585 (2003).
25. В. В. Прудников, П. В. Прудников, С. В. Алексеев, И. С. Попов, *ФММ* **115**, 1254 (2014).
26. L. Berthier, P. C. W. Holdsworth, and M. Sellitto, *J. Phys. A* **34**, 1805 (2001).
27. H. Weber and P. Minnhagen, *Phys. Rev. B* **37**, 5986 (1988).