

Моделирование перемагничивания ансамбля однодоменных частиц в измерениях с непрерывной протяжкой магнитного поля или температуры

А.А. Тимофеев, В.М. Калита, С.М. Рябченко

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина
E-mail: timopheev@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 4 февраля 2008 г.

Проведен анализ различных протоколов магнитостатических измерений для ансамбля одноосных однодоменных частиц, ориентированных легкими осями вдоль магнитного поля. Показано, что непрерывное изменение во времени магнитного поля или температуры, используемое в различных измерениях, играет важную роль в процессе перемагничивания. Найдена новая характерная особенность в температурной зависимости скорости намагничивания, получаемой из петель перемагничивания, соответствующая температуре блокировки. Установлена нетождественность значений температуры блокировки T_b , определяемой из различных магнитостатических измерений. Показано, что для сопоставления результатов, полученных этими методами, требуется согласование эффективных времен протяжки для каждого типа магнитостатических измерений. Найдено, что учет «времени измерения» при измерениях в постоянном поле с изменением по температуре модифицирует зависимость T_b от измерительного поля. Установлено, что для подобных измерений временная кинетика запрещает так называемую точку необратимости, а ее наблюдение в экспериментах является приближенным результатом.

Проведено аналіз різних протоколів магнітостатичних вимірів для ансамблю одноосьових однодоменних частинок, які орієнтовані легкими осями уздовж магнітного поля. Показано, що безперервна зміна в часі магнітного поля або температури, яку використано в різних вимірах, відіграє важливу роль у процесі перемагнічування. Знайдено нову характерну рису в температурній залежності швидкості намагнічування, яка одержана з петель перемагнічування, що відповідає температурі блокування. Установлено нетотожність значень температури блокування T_b , яка обумовлена різними магнітостатичними вимірами. Показано, що для зіставлення результатів, які отримані цими методами, потрібно узгодження ефективних часів розгортки для кожного типу магнітостатичних вимірів. Знайдено, як урахування «часу виміру» при вимірах у постійному полі із зміною по температурі модифікує залежність T_b від вимірювального поля. Установлено, що для подібних вимірів часова кінетика забороняє так звану точку необоротності, а її спостереження в експериментах є наближеним результатом.

PASC: 61.46.–w Структуры наноматериалов;
75.50.Tt Мелкодисперсные системы; нанокристаллические материалы;
75.60.Ej Кривые намагничивания, гистерезис, эффект Баркгаузена и другие.

Ключевые слова: суперпарамагнетизм, однодоменные частицы, магнитостатические измерения, температура блокировки, время измерения.

1. Введение

Характер намагничивания однодоменных анизотропных ферромагнитных частиц зависит от термоактивационных процессов, поскольку энергия магнитной анизотропии частиц сопоставима с тепловой энергией kT в той области температур T , в которой

проводятся эксперименты (здесь и далее k — постоянная Больцмана). Ниже так называемой «температуры блокировки» T_b время установления равновесной намагниченности в системе после ее выведения из термодинамического равновесия становится больше времени наблюдения за системой. Поэтому температура блокировки — один из наиболее важных параметров,

определяющих магнитные свойства ансамбля однодоменных частиц, проявляющихся при измерениях различного типа. Температура блокировки разделяет поведение системы на два участка: ниже T_b система находится в неравновесном состоянии, со всеми признаками, характерными для ферромагнетика (гистерезис, остаточная намагниченность), а выше представляет собой равновесно намагничиваемый суперпарамагнетик. Поскольку эта температура не является точкой фазового перехода, ее значение в некоторой степени условно. За температуру блокировки принимают обычно температуру, при которой наблюдается некоторая характерная особенность на температурной зависимости коэрцитивного поля либо намагниченности, получаемой при измерениях в определенном протоколе изменения поля и/или температуры. Важно отметить, что величина T_b , проявляющаяся в том или ином свойстве ансамбля однодоменных частиц, связана со временем измерения, характерным для каждого из протоколов магнитостатических измерений.

Вопросы блокирования тепловых флуктуаций ориентаций магнитных моментов однодоменных частиц рассматриваются не один десяток лет [1–9], но, несмотря на это, актуальность проблемы не падает. В некоторой степени это связано с неумещающей популярностью физики магнитных наночастиц и ее технологических применений, нуждающихся в однодоменных магнитных частицах, а также с постоянным совершенствованием технологий, позволяющих различными путями [10–12] получать наноразмерные системы с заданными характеристиками. С другой стороны, недостаточная разрешенность задач этого типа связана со сложностью полноценного анализа процессов намагничивания в таких системах [13,14]. Поэтому экспериментаторы зачастую пользуются ограниченным числом формул, полученных более полувека назад Неелем, Броуном, Стонером и Вольфартом и др. [15–19], и, к сожалению, пользуются не всегда верно.

Например, довольно часто (см., например, [20]) к анализу экспериментальных данных по температурной зависимости коэрцитивного поля $H_c(T)$ в ансамбле однодоменных, одноосно-анизотропных ферромагнитных наночастиц со случайно ориентированными легкими осями применяют «корневую» зависимость, т.е. формулу вида $H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_b)^{0,5}]$. Такая зависимость должна, согласно теории [15], иметь место, но только для ансамбля одноосных частиц, ориентированных легкими осями по полю. А для ансамбля частиц со случайно ориентированными осями из теории следует степень 0,75, а не 0,5 [21]. Или, например, в формуле (4) работы [22] для зависимости T_b от величины приложенного магнитного поля H , которая должна иметь вид $T_b(H) = T_b(0)(1 - H/H_d)^2$, допущена слу-

чайная описка (опечатка?). Но она побудила некоторых авторов (например, [23]) решить, что их экспериментальные результаты по магнитополевой зависимости T_b «не соответствуют формуле, полученной в [22]» и ввести в обиход эмпирическую «логарифмическую зависимость $T_b(H)$ », приближенно совпадающую с указанной верной формулой в области $0,5 < H/H_0 < 1$.

Но, самое главное, аналитических результатов по этой теме просто недостаточно. Они имеются лишь для избранных ситуаций, избранных протоколов измерений. А конкретные ситуации, фигурирующие в эксперименте, значительно богаче. Но для них имеющиеся расчеты не всегда подходят.

В большинстве рассмотрений данного вопроса, в том числе и в классических работах [15–19], «время измерения», через которое определяется T_b , вводится так, как и в «релаксационной методике» измерений. При таких измерениях система частиц вначале «приготавливается» в равновесном состоянии для определенного намагничивания (размагниченном или в состоянии насыщения). Затем соответствующий термодинамический параметр (магнитное поле или температуру) резко, за время много короче времени установления равновесия, переводят в новое значение и через некоторое время (его-то и называют «временем измерения») измеряют намагниченность. В отличие от этого, реальные исследования магнитостатических характеристик образцов обычно проводят при непрерывном изменении соответствующих параметров (поля или температуры) за время, которое в определенной области температур оказывается сравнимым с временем релаксации намагниченности. Таким образом, система оказывается в состоянии релаксирования к непрерывно меняющемуся состоянию, что не может не сказаться на определении таких качественных понятий для измерений данного типа, как «температура блокировки» и «время измерения». Аналитическое рассмотрение эволюции системы при непрерывном изменении одного из термодинамических параметров за время, сравнимое со временем ее релаксации, сложно и, видимо, поэтому отсутствует в современной литературе.

В то же время современное развитие вычислительной техники дает возможности для моделирования процессов перемагничивания численными методами, среди которых нельзя не отметить метод Монте-Карло, наиболее универсальный для симуляции таких процессов [24–34]. Хотя, как указывается в работах [35,36], эквивалентные «времена», соответствующие моделированию Монте-Карло, пока остаются на несколько порядков короче, нежели реальные «времена измерения», используемые в экспериментах. В моделировании методом Монте-Карло эквивалентным «временем измерения» выступает некоторая величина, зависящая от «количества шагов в расчете» и угло-

вой «апертуры», в которой «разрешается» изменение ориентации магнитного момента частицы на каждом шаге. Поэтому для реализации в расчете «времени», реального для магнитостатических измерений, необходимо очень большое «число шагов», т.е. нереально большой вычислительный ресурс даже при современном уровне развития вычислительной техники. Предложенный в работе [35] рекурсивный метод расчета позволяет работать с реальными масштабами времен, хотя его реализация требует некоторых усилий в программировании счетной процедуры.

В то же время для наиболее простого случая, который реализуется в ансамбле одинаковых невзаимодействующих одноосных однодоменных частиц с намагниченностью, не зависящей от температуры (будем, как принято в литературе, называть их стонер-вольфартовскими [37] или СВ частицами) возможно численное решение дифференциального уравнения, описывающего кинетику перемагничивания такой системы (см., например, [2,38]). В работах [38–42] промоделированы кривые перемагничивания при различных протоколах приложения магнитного поля и изменения температуры путем решения такого уравнения. Рассматривались кривые петель гистерезиса и зависимости намагниченности от температуры, получаемые в следующих протоколах:

- ZFC — zero field cooling — измерение при нагревании образца в постоянном магнитном поле, приложенном в низжайшей температуре после охлаждения образца в отсутствие поля из размагниченного состояния, например, от температуры, превышающей температуру магнитного упорядочения T_c либо превышающей T_b для ансамбля СВ частиц;

- NFC — negative field cooling — отличается от ZFC охлаждением образца до низжайшей температуры в насыщающем поле, противоположном прикладываемому, для измерения температурной зависимости намагниченности;

- PFC — positive field cooling — измерение при нагревании образца в постоянном внешнем поле (как и ZFC либо NFC), только после охлаждения образца до низжайшей температуры в насыщающем поле, параллельном прикладываемому при измерении;

- FC — field cooling — измерение в процессе охлаждения образца в постоянном внешнем поле от температуры, при которой он был в равновесном состоянии, например, от превышающей T_c либо T_b для ансамбля СВ частиц.

К сожалению, и в этих работах не уделено внимания влиянию режима непрерывного изменения во времени одного из термодинамических параметров (магнитного поля или температуры) на результаты измерений и не рассмотрено, как связана температура блокировки со временем проводимого таким образом эксперимента.

Не рассмотрен и вопрос возможного отличия результатов измерений, получаемых при непрерывном изменении одного из параметров, от получаемых в рамках гипотетической «релаксационной методики».

Учет влияния непрерывного изменения магнитного поля на параметры кривых гистерезиса и температуру блокировки T_b проведен в [35]. Рассмотрение в [35] проводилось на основе приближенного, «рекурсивного», метода численных расчетов, описанного в этой работе. Для магнитостатических измерений с непрерывным изменением температуры при постоянном поле (ZFC, FC и др.) учета влияния скорости ее протяжки на получаемые результаты, в том числе на определяемую величину T_b , насколько нам известно, не проводилось.

В данной работе обобщим метод расчета, основанный на численном решении дифференциального уравнения, описывающего кинетику перемагничивания системы, на случай разных протоколов магнитостатических измерений. Учтем особенности, связанные с непрерывным изменением во времени магнитного поля либо температуры, и, таким образом, сопоставим связь T_b и времени измерения, характерную для каждого из типов эксперимента. Для упрощения расчета и его анализа моделирование будем проводить для ансамбля СВ частиц, ориентированных легкими осями анизотропии вдоль магнитного поля. Это позволит провести комплексный анализ методики определения T_b для ансамбля СВ частиц, как минимум для такого случая, дать ряд рекомендаций по проведению магнитостатических измерений в таких системах и последующему анализу получаемых результатов. Покажем, что анализ кривых гистерезиса дает новую «характерную точку» для определения T_b , которая, насколько нам известно, в литературе ранее не отмечалась.

Структура работы следующая. В разд. 2 описывается постановка задачи и вводится кинетическое уравнение, определяющее динамику перемагничивания рассматриваемой системы. В разд. 3 проведен анализ кривых перемагничивания при постоянной температуре и при меняющемся линейно во времени магнитном поле. В разд. 4 рассмотрены кривые намагничивания, получаемые в постоянном магнитном поле при линейно меняющейся во времени температуре для режимов ZFC, FC, NFC, PFC. И, наконец, в разд. 5 обобщены полученные результаты и обсуждены особенности проведения магнитостатических измерений.

2. Постановка задачи

Для случая невзаимодействующих одноосных СВ частиц, ориентированных легкой осью анизотропии вдоль магнитного поля, плотность энергии для одной частицы имеет вид:

$$U = -K \cos^2 \theta - M_p H \cos \theta, \quad (1)$$

где K — константа одноосной магнитной анизотропии, M_p — намагниченность частицы, θ — угол между вектором намагниченности частицы и направлением магнитного поля H . Для удобства оперирования обезразмерим U , поделив левую и правую сторону (1) на K [30]:

$$U_{\text{red}} = -\cos^2 \theta - 2h \cos \theta. \quad (2)$$

Здесь $h = \frac{HM_p}{2K}$ — безразмерное магнитное поле, со-

ответствующее измерению поля в единицах поля анизотропии в частице, $H_a = 2K/M_p$. Введем также безразмерную температуру: $T_{\text{red}} = \frac{kT}{KV}$ (T — реальная температура, V — объем СВ частицы) и безразмерное время регистрации $t_{\text{reg}} = f_0 t_{\text{exp}}$, равное произведению реального времени измерения t_{exp} на характеристический параметр f_0 , который для типичных магнитных частиц лежит в интервале $10^8 - 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и для оценки может рассматриваться как частота прецессии магнитного момента в эффективном магнитном поле анизотропии. Далее курсивным T_b будем обозначать температуру блокировки в безразмерных единицах, принятых нами для температуры.

Из условия $\partial U_{\text{red}} / \partial \theta = 0$ в интервале полей $h \in (-1, 1)$ получаем решение $\theta_{m1} = 0, \theta_{m2} = \pi, \theta_b = \arccos(-h)$, где θ_{m1}, θ_{m2} — направления магнитных моментов частицы, соответствующие двум минимумам энергии, а θ_b — ориентация магнитного момента, соответствующая максимуму энергии, т.е. разделяющему их барьеру. Определим энергии минимумов (в безразмерных единицах), взяв за начало отсчета положение барьера: $E_1 = -(1-h)^2, E_2 = -(1+h)^2, E_b = 0$. Будем полагать, что установление теплового равновесия в данной системе будет происходить путем термоактивированных перебросов через барьер из состояния в окрестности одного минимума с быстрым «скатыванием» в окрестность другого. То есть будем считать, что неравновесность, если она есть, имеет место между ямами, а распределение частиц, находящихся в каждой из ям по ту или иную сторону от максимума, является равновесным. Если за время между приведением системы в неравновесное состояние и моментом измерения равновесие не достигается, то говорят, что система блокирована в неравновесном состоянии.

Из литературы известно, что для реальных магнитостатических измерений отношение высоты барьера относительно минимумов при $h = 0$ к величине тепловой энергии, при которой происходит деблокировка магнитного момента, составляет величину около 15–30 (часто фигурирует, например, цифра 25). Поэтому можно полагать, что даже при температурах не-

сколько выше T_b положение магнитного момента в основном будет локализовано в одном из минимумов, а не размыто температурой в широком интервале углов θ в пределах ширины этого минимума. Это важное допущение рассматриваемой нами модели, которое ограничивает ее применимость со стороны высоких температур. Например, в [38] это ограничение не было учтено, что послужило причиной необоснованной, на наш взгляд, экстраполяции «неланжевенских» свойств ансамбля СВ частиц на высокие температуры. В данной работе ограничимся со стороны высоких температур только такими, при которых можно считать, что перебросы через барьер осуществляются с доньев минимумов. Оценки показывают, что такой подход сохраняет свою справедливость вплоть до $T_{\text{red}} \leq 0,5T_{\text{red}}$.

Обезразмерное (умножением на f_0) время релаксации τ_r будет определяться при таких предположениях модифицированным законом Аррениуса:

$$\tau_r = \frac{1}{\exp\left(-\frac{E_b - E_1}{T_{\text{red}}}\right) + \exp\left(-\frac{E_b - E_2}{T_{\text{red}}}\right)}. \quad (3)$$

Намагниченность ансамбля M_a , равная для случая СВ частиц $M_p f$, где f — объемная доля ферромагнитных частиц в образце, реализующем ансамбль, есть функцией внешнего поля и температуры. Если один из этих параметров будет скачком изменен, то намагниченность будет релаксировать к новому равновесному состоянию со скоростью τ_r^{-1} . В случае экспериментов с непрерывным изменением термодинамических параметров имеем время получения всей кривой намагниченности t_{exp} и текущее время t , с течением которого непрерывно меняется поле или температура и непрерывно регистрируется намагниченность. Введем безразмерное текущее время $t = t f_0$, отсчитываемое от начала изменения соответствующего параметра. Начальные условия для состояния системы в момент $t = t = 0$ должны быть дополнительно определены. Рассмотрим намагниченность ансамбля, сформировавшуюся к моменту времени t , нормированную на его намагниченность насыщения: $M(T_{\text{red}}, h, t) = M_a(T_{\text{red}}, h, t) / M_a(T_{\text{red}} \rightarrow 0, h \rightarrow 1, t_{\text{reg}} \rightarrow \infty)$. Кинетическое уравнение, связывающее скорость изменения намагниченности ансамбля $M(T_{\text{red}}, h, t)$, время релаксации $\tau_r(T_{\text{red}}, h)$ и разность между равновесной (при данных h и T_{red}) и текущей намагниченностями ансамбля, $M_\infty - M(t)$, будет при этом иметь вид [2,38]

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{1}{\tau_r} [M_\infty - M(t)]. \quad (4)$$

Так как перебросы ориентации магнитного момента частицы в двухъямном потенциале осуществляются с доньев минимумов, то равновесная нормирован-

ная намагниченность будет определяться функцией Бриллюэна для двухуровневой системы:

$$M_{\infty} = \text{th} \left[\frac{2h}{T_{\text{red}}} \right]. \quad (5)$$

Для измерений с протяжкой магнитного поля при фиксированной температуре (т.е. для случая регистрации петель гистерезиса) выразим текущее значение магнитного поля $h(t)$ через начальное его значение и текущее время t . Начиная развертку поля от $h(t=0) = -1$, где система пребывала в равновесном состоянии, и разворачивая его до $h(t = 2t_{\text{reg}}) = 1$, получим $h(t) = (t/t_{\text{reg}}) - 1$. Таким образом, определим «время измерения» t_{reg} в данном эксперименте как время развертки единичного интервала безразмерного магнитного поля. А весь интервал перемагничивания осуществляется во временном интервале $t \in [0, 2t_{\text{reg}}]$. При этом магнитное поле меняется линейно со временем от -1 до 1 . В качестве граничного условия будем использовать условие равновесности в момент $t = 0$: $M(0) = \text{th}[-2/T_{\text{red}}]$. Подставляя эти соотношения в (4), имеем уравнение для зависящей от времени намагниченности:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \left\{ \exp \left[-\frac{(t/t_{\text{reg}} - 2)^2}{T_{\text{red}}} \right] + \exp \left[-\frac{(t/t_{\text{reg}})^2}{T_{\text{red}}} \right] \right\} \times \left\{ \text{th} \left[\frac{2(t/t_{\text{reg}} - 1)}{T_{\text{red}}} \right] - M(t) \right\}. \quad (6)$$

Для случая изменения температуры при фиксированном магнитном поле (т.е. при реализации протоколов ZFC, FC, NFC, PFC) необходимо ввести связь температуры со временем при фиксированном измерительном поле h . В данном случае «временем измерения» t_{reg} будем называть время, необходимое для прохода единичного интервала безразмерной температуры T_{red} . Скорость изменения температуры будет обратно пропорциональна ему. Будем полагать, что для измерений ZFC, NFC, PFC развертка температуры осуществляется от $T = T_{\text{red}} = 0$. Тогда, подставляя в (3) и (4) $T_{\text{red}} = t/t_{\text{reg}}$, получаем:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \left\{ \exp \left[-\frac{(1-h)^2}{t/t_{\text{reg}}} \right] + \exp \left[-\frac{(1+h)^2}{t/t_{\text{reg}}} \right] \right\} \left\{ \text{th} \left[\frac{2h}{t/t_{\text{reg}}} \right] - M(t) \right\}. \quad (7)$$

Граничные условия для разных процедур будут различны. В частности, для ZFC $M(0) = 0$; для NFC $M(0) = -1$; для PFC $M(0) = 1$.

Для FC необходимо при измерении охлаждать систему от значения $T_{\text{red}} = 1$, которое заведомо выше T_b . При этом в начальный момент времени, т.е. при $T_{\text{red}} = 1$, мы

должны ввести начальное условие: $M(T_{\text{red}} = 1) = \text{th}(2h)$, где h — поле, в котором проводится измерение. С математической точки зрения, однако, мы можем использовать формулу (7) и рассматривать с ее помощью обратный ход времени от t_{reg} до 0 с граничным условием $M(t_{\text{reg}}) = \text{th}(2h)$.

3. Кривые перемагничивания при постоянной температуре и линейно меняющемся со временем магнитном поле

На рис. 1,а представлены кривые перемагничивания, полученные численным решением уравнения (6). Температурная зависимость $h_c(T_{\text{red}})$ (рис. 1,б) в области низких температур имеет корневой характер, что соответствует известной формуле Нееля–Броуна [15] с несколько модифицированным определением температуры блокировки, учитывающим непрерывность протяжки магнитного поля:

$$h_c(T_{\text{red}}) = 1 - \sqrt{\frac{T_{\text{red}}}{T_b^{r*}}}, \quad (8)$$

где T_b^{r*} — эффективная безразмерная температура блокировки, зависящая от «времени измерения» t_{reg} , определенного в данном случае как время развертки единичного интервала h . Этот результат полностью соответствует полученному «рекурсивным» методом [35] в пределе стремящегося к бесконечности числа участков разбиения интервала протяжки по полю. Полученная T_b^{r*} также совпадает с найденной в [35]. Это является подтверждением корректности как рекурсивного метода, так и подхода на основе численного решения уравнения для временной эволюции намагниченности. Величина T_b^{r*} , выраженная полиномом с четырьмя подгоночными параметрами ($a_0 = 0,01$, $a_1 = 5,197$, $a_2 = -3,581$ и $a_3 = -1,602$), равна

$$T_b^{r*}(t_{\text{reg}}) = \frac{1}{\ln(2t_{\text{reg}})} \times \left\{ 1 + a_0 + \frac{a_1}{\ln(2t_{\text{reg}})} + \frac{a_2}{[\ln(2t_{\text{reg}})]^2} + \frac{a_3}{[\ln(2t_{\text{reg}})]^3} \right\}.$$

В [35] показано, что более точно выражение для T_b^{r*} может быть записано через функцию Ламберта $W(x)$ и только один подгоночный параметр. Различия T_b^{r*} , определяемой как температура блокировки в измерениях намагничивания при развертке магнитного поля с постоянной скоростью, и T_b^{NB} , фигурирующей в исходной редакции формул Нееля–Броуна, детально обсуждены в [35]. Напомним, что в рамках этих формул используется соотношение $T_b^{NB}(t_{\text{reg}}) = (\ln(t_{\text{reg}}))^{-1}$, получаемое для измерений «релаксационного типа» с

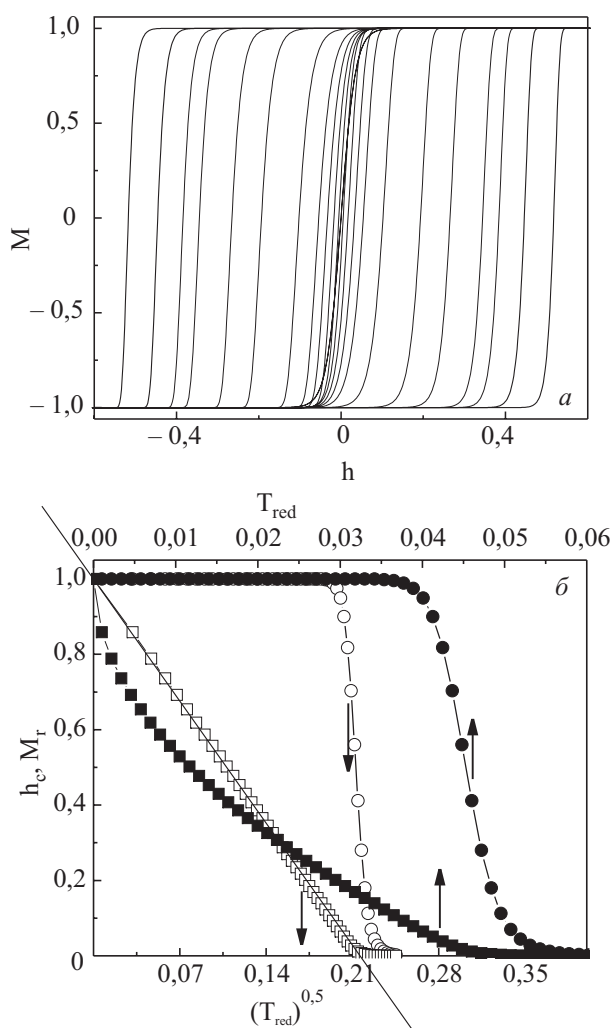


Рис. 1. Кривые перемагничивания, полученные при решении уравнения (6) для разных температур (значения $T_{red} = 0,011, 0,0144, 0,0177, 0,02, 0,025, 0,03, 0,037, 0,041, 0,043, 0,045, 0,048, 0,055, 0,07$ соответствуют петлям от самой широкой из приведенных до самой узкой) с $t_{reg} = 10^{11}$ (а); температурные зависимости коэрцитивного поля h_c (квадратики) и нормированной реманентной намагниченности M_r (кружочки) для $t_{reg} = 10^{11}$, построенные в линейной (заполненные символы, верхняя шкала) и в корневой (пустые символы, нижняя шкала) шкалах температур (б).

учетом в выражении (3) для скорости релаксации τ , только одной из двух экспонент.

Определение температуры блокировки по данным магнитостатических измерений данного типа может быть реализовано либо на основе формулы (8) из экстраполяции низкотемпературной части зависимости $h_c(\sqrt{T_{red}})$ до пересечения с осью абсцисс, либо из условия для остаточной (реманентной) намагниченности $M_r(T_b) = 1/e$. Как показано в [35], эти два способа приводят к несколько разным значениям температуры блокировки. Однако, согласно решению уравнения (6), как экстраполяция полученной из него

температурной зависимости коэрцитивного поля, так и температурная зависимость реманентной намагниченности дают одно и то же значение температуры блокировки, свойственной для измерений такого типа. Например, для $t_{reg} = 10^{11}$ температура блокировки составляет 0,0464.

Необходимо указать, что, согласно формуле (8), температура блокировки однозначно определяется как та, при которой коэрцитивность обратится в нуль, а выше температуры блокировки формула (8) не применима. Однако гистерезис в рассматриваемой системе есть проявление метастабильности при конечном времени измерения. Поэтому при любой как угодно высокой температуре коэрцитивность никогда не станет тождественно равной нулю. Решения на основе уравнения (4), которые пригодны для температур как выше, так и ниже блокировки, хорошо демонстрируют это свойство. Следовательно, формула Нееля–Бруна (8) является лишь приближенной, и для получения правильного значения T_b на температурной зависимости коэрцитивного поля можно использовать только низкотемпературную часть кривой $h_c(\sqrt{T_{red}})$. Использование же условия $M_r(T_b) = 1/e$ для определения температуры блокировки в этом плане более однозначно и может быть успешно использовано для анализа реальных экспериментальных данных.

Кроме этих двух методов определения T_b из анализа кривых перемагничивания хотим предложить еще один. Для объяснения данного предложения продифференцируем кривые перемагничивания, показанные на рис. 1,а. На рис. 2,а показан результат дифференцирования одной ветки — полупетли перемагничивания (магнитное поле меняется только от -1 до 1). Так как дифференцирование проводилось по полю, то полученные кривые будем называть полевыми зависимостями «скорости перемагничивания» $\chi^*(h)$. Как видно на рисунке, по мере повышения температуры максимальное значение $\chi^*(h)$, χ^*_{max} , падает с уменьшением величины гистерезиса. Однако в области температур, когда величина гистерезиса становится уже весьма малой, имеется участок некоторого возрастания χ^*_{max} с последующим дальнейшим спадом. На рис. 2,б представлены температурные зависимости обратной величины максимальных значений $\chi^*(h)$, т.е. зависимости $(\chi^*_{max})^{-1}$ для разных времен измерения ($t_{reg} = 10^8, 10^9, 10^{10}, 10^{11}, 10^{12}$). Кроме того, на этом же рисунке отмечены стрелками значения температуры блокировки для каждого из указанных t_{reg} , определенные из условия $M_r(T_{red}) = 1/e$. Сплошной линией показана температурная зависимость $(\chi^*_{max})^{-1}$ для функции $\text{th}[2h/T_{red}]$, которая описывает равновесное намагничивание системы.

Как видно, величины температур блокировки, найденные традиционным способом для каждого из вре-

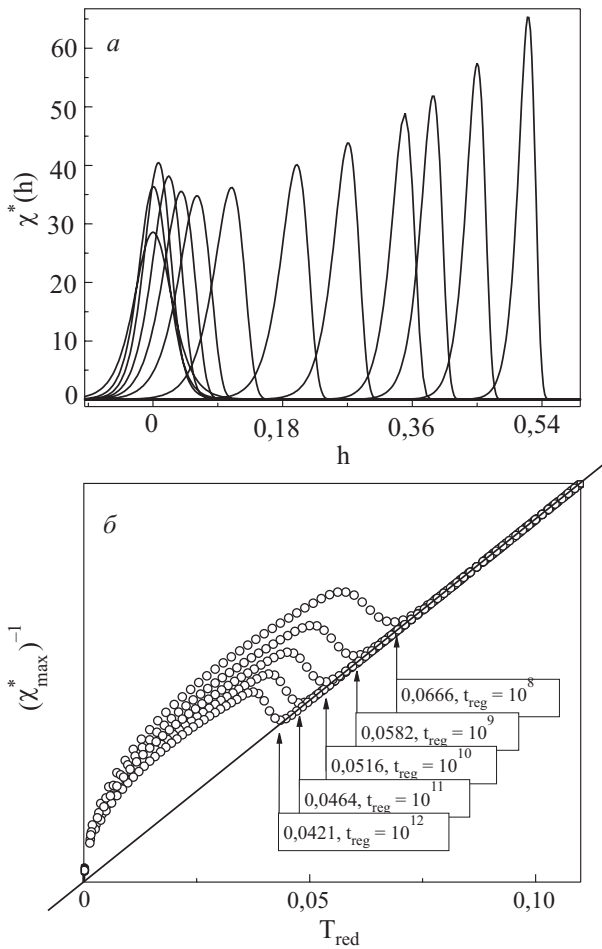


Рис. 2. Производные по полю $(\chi^*(h) = \partial M(h)/\partial h)$ восходящей ветки-полупетли кривых перемагничивания для тех же температур, для которых приведены кривые перемагничивания на рис. 1. Самый высокополевой пик соответствует самой низкой температуре (а). Температурные зависимости обратной величины максимумов производных $(\chi^*_{max})^{-1}$ для $t_{reg} = 10^8, 10^9, 10^{10}, 10^{11}, 10^{12}$; стрелочками показаны значения T_{b*} для соответствующих t_{reg} , определенные из условия $M_r(T_{red}) = 1/e$. Сплошной линией показана температурная зависимость $(\chi^*_{max})^{-1}$ для равновесного перемагничивания (б).

мен измерения, соответствуют минимумам зависимостей $(\chi^*_{max})^{-1}$ от температуры. Выше температуры блокировки все кривые совпадают друг с другом и идут по кривой, соответствующей равновесному намагничиванию, а ниже ее кривые «расползаются» в зависимости от времени измерения. Таким образом, минимум зависимости $(\chi^*_{max})^{-1}$ от температуры дает характерную точку, разделяющую заблокированное суперпарамагнитное состояние системы от неблокированного, равновесного.

Такое поведение $(\chi^*_{max})^{-1}$ связано с тем, что перемагничивание происходит под действием двух факторов: изменяющегося со временем магнитного поля и релаксации к изменившимся значениям поля за конеч-

ное время. Выше температуры блокировки система при заданной скорости развертки поля успевает приблизиться к равновесному состоянию в каждой точке поля. Мы имеем равновесный суперпарамагнитный режим перемагничивания. По мере понижения температуры перемагничивание происходит все в той же окрестности $h = 0$, но все более резко. В результате $(\chi^*_{max})^{-1}$ падает. При температуре ниже блокировки в процессе перемагничивания начинает проявляться релаксация. Система уже не успевает приблизиться к равновесному состоянию в каждой точке поля. В результате гистерезис резко возрастает по величине, а кривая перемагничивания определяется не только магнитным полем, но и скоростью прохождения через интервал полей, близких к коэрцитивному. Это затягивает процесс перемагничивания. Сам же переход от одного режима намагничивания к другому имеет минимум на температурной зависимости $(\chi^*_{max})^{-1}$, положение которого соответствует температуре блокировки, определенной традиционным способом.

4. Кривые перемагничивания при постоянном магнитном поле и меняющейся линейно со временем температуре

Вторым типом магнитостатических измерений являются температурные зависимости намагниченности в постоянном магнитном поле, получаемые в различных режимах (ZFC, NFC, PFC, FC). Данные измерения также предполагают определение температуры блокировки из анализа кривых, получаемых в каждом из этих случаев [43–47]. Вопрос соответствия температуры блокировки, получаемой из анализа петель намагничивания и из измерений данного типа, интересен с точки зрения как экспериментальной методологии, так и теоретического анализа.

В случае петель перемагничивания имеем динамику, обусловленную изменением под воздействием меняющегося магнитного поля при фиксированной температуре барьера между двумя возможными минимумами энергии, соответствующими разной ориентации магнитного момента частицы. В случае же измерений с постоянным магнитным полем и изменяющейся температурой имеем динамику, обусловленную изменением температурной активации перебросов через фиксированную величину барьера в заданном измеряемом поле. Таким образом, в этих двух типах измерений процессы установления равновесной намагниченности будут различаться не идентично.

На рис. 3,а показаны результаты моделирования зависимостей $M_{ZFC}(T_{red}), M_{NFC}(T_{red}), M_{PFC}(T_{red}), M_{FC}(T_{red})$ в довольно малом (1% от поля анизотропии — экспериментально труднодостижимый режим) поле ($h = 0,01$) для $t_{reg} = 10^{11}$. На вставке к рис. 3,а область смыкания этих зависимостей показана увели-

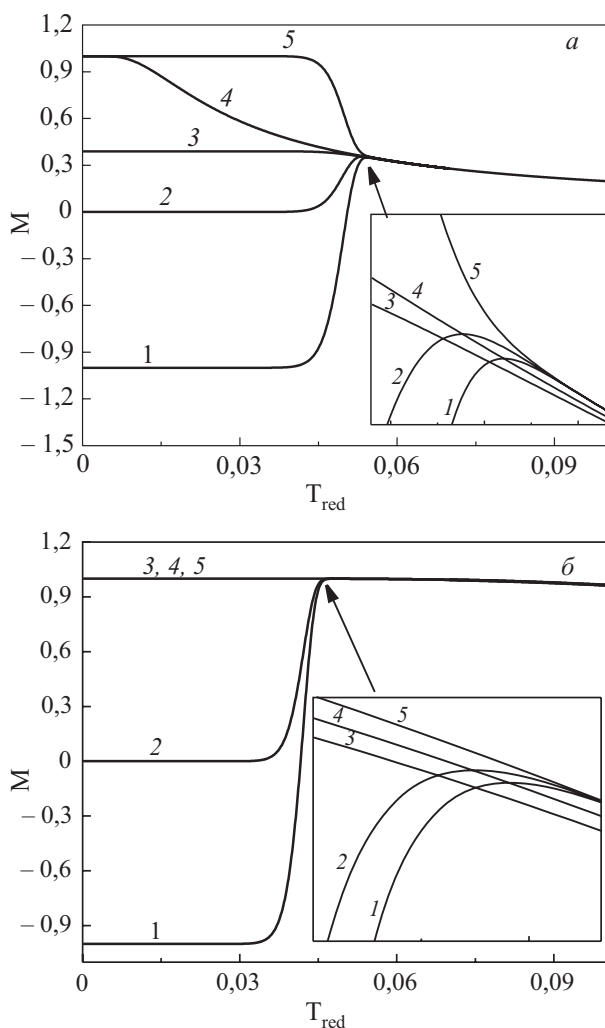


Рис. 3. Зависимости $M_{NFC}(T_{red})$ (1); $M_{ZFC}(T_{red})$ (2); $M_{FC}(T_{red})$ (3); температурная зависимость равновесной намагниченности (4); $M_{PFC}(T_{red})$ (5). Все кривые получены для $h = 0,01$ при $t_{reg} = 10^{11}$. На вставках показана увеличенная область вблизи смыкания этих зависимостей (а); те же зависимости в $h = 0,1$ (б).

ченной. Что же на этом графике отвечает температуре блокировки? Ответить на этот вопрос довольно сложно. В литературе часто используется определение T_b как максимума кривой $M_{ZFC}(T_{red})$ или максимума кривой $M_{NFC}(T_{red})$. На вставке к рис. 3,а видно, что эти максимумы разнесены. Температуры, соответствующие им, отличаются почти на 2%. С точки зрения эксперимента это не очень много, но что же следует принять как T_b ? Условие максимумов этих кривых означает, что для каждой из них в соответствующей точке $dM/dt = 0$, поскольку скорость развертки температуры выбрана постоянной. А это возможно, только если в этой точке $M(t) = \text{th}[2h/(t/t_{reg})]$, т.е. система находится в равновесном состоянии. Это условие выполняется, но максимумы кривых $M_{ZFC}(T_{red})$ и $M_{NFC}(T_{red})$, находящиеся в точках пересечения этих кривых с равновесной, пересекают ее в разное время

от начала измерений ZFC или NFC, или, что одно и то же, при разных температурах. Напомним, что по условиям модели начало изменения температуры для ZFC и NFC выбрано при $T_{red} = T = 0$, однако выбор этой точки при любой $T_{red} < T_b$ не меняет вида кривых $M_{ZFC}(T_{red})$, $M_{NFC}(T_{red})$, $M_{PFC}(T_{red})$.

Другой, часто упоминаемый в литературе, способ определения температуры блокировки из подобных зависимостей, это по так называемой «точке необратимости», т.е. по той точке, в которой кривые $M_{FC}(T_{red})$ и $M_{ZFC}(T_{red})$ смыкаются. С помощью теоретического анализа эту точку вообще нельзя строго определить, так как указанные кривые лишь асимптотически приближаются к кривой равновесной намагниченности ($\text{th}[2h/T_{red}]$). При этом кривые $M_{ZFC}(T_{red})$ и $M_{NFC}(T_{red})$ пересекают равновесную в точках своих максимумов и далее приближаются к ней сверху. А $M_{FC}(T_{red})$ при всех температурах находится несколько ниже равновесной. Строго судя, при любом конечном времени измерения и температуре кривая $M_{FC}(T_{red})$ не будет иметь общих участков с $M_{ZFC}(T_{red})$ и $M_{NFC}(T_{red})$ (кроме изолированных точек пересечения при некоторой температуре ниже максимумов этих кривых). Этот результат аналогичен обсуждавшейся выше температурной зависимости коэрцитивного поля — оно не будет тождественно обращать в нуль ни при какой конечной температуре. Также и в этом случае: отсутствие «тождественной необратимости» — результат метастабильности. В случае $M_{ZFC}(T_{red})$, $M_{NFC}(T_{red})$, $M_{PFC}(T_{red})$ кинетика развивается в сторону повышения температуры, поэтому намагниченность, определяемая в этих режимах при изменении по температуре, в любой точке запаздывает по отношению к равновесной. А так как с увеличением времени температура растет, равновесная намагниченность падает, то кривые при $T_{red} > T_b$ будут идти всегда выше равновесной кривой. Для кривой $M_{FC}(T_{red})$ ситуация аналогична, но так как с течением времени температура падает, то кривая всегда будет проходить несколько ниже равновесной.

Отметим еще одну особенность, связанную с $M_{FC}(T_{red})$. Как видно на рис. 3,а, при достаточной скорости охлаждения в этом режиме кривая «замерзает» в метастабильном состоянии, не доходя до насыщения ($M = 1$). Так как с понижением температуры время релаксации системы τ возрастает, то эта ситуация всегда будет иметь место при определенной комбинации времени регистрации и значения измерительного поля.

На рис.3,б показаны те же кривые, полученные в достаточно большом измерительном поле $h = 0,1$ (10% от поля анизотропии). Как видно, ситуация кардинально меняется: кривые $M_{FC}(T_{red})$ и $M_{PFC}(T_{red})$ идут практически по равновесной кривой, а для кривых $M_{ZFC}(T_{red})$ и $M_{NFC}(T_{red})$ максимумы стали выражены гораздо слабее. Последнее обстоятельство значитель-

но усложняет определение T_b , при этом, как видно на вставке к рис.3,б, кривые $M_{PFC}(T_{red})$ и $M_{ZFC}(T_{red})$, $M_{NFC}(T_{red})$ после их пересечения с равновесной в их максимумах опять же идут выше равновесной, а кривая $M_{FC}(T_{red})$ — ниже. Кроме того, температуры, соответствующие максимумам $M_{ZFC}(T_{red})$ и $M_{NFC}(T_{red})$, которые могли бы приниматься как T_b , стали меньше на 14% в сравнении с найденными для $h = 0,01$. Это отражает известный факт уменьшения T_b при увеличении измерительного поля.

На рис. 4 представлены расчетные значения положений по температуре максимумов кривых $M_{NFC}(T_{red})$ (кривая 1), $M_{ZFC}(T_{red})$ (кривая 2) и положений максимумов производных $\partial M_{NFC}(T_{red})/\partial T_{red}$ и $\partial M_{ZFC}(T_{red})/\partial T_{red}$ (кривые 3 и 4) для всех возможных измерительных полей $0 < h < 1$. Расчеты выполнены для одного и того же значения $t_{reg} = 10^{11}$. Положение каждого из этих максимумов, которые для каждого из значений h достаточно близки друг к другу, может (и это встречается в литературе, например [48]) рассматриваться как температура блокировки. Как видно на рисунке, в высокополевой части кривые положений максимумов $M_{NFC}(T_{red})$ и $M_{ZFC}(T_{red})$ совпадают, расходясь (см. вставку к рисунку) в области малых h . В то же время кривые максимумов производных $\partial M_{NFC}(T_{red})/\partial T_{red}$ и $\partial M_{ZFC}(T_{red})/\partial T_{red}$ совпадают во всем интервале измерительных полей. Одинаковое поведение кривых производных свидетельствует об одинаковой динамике перемагничивания системы, и это понятно, ведь процедуры ZFC и NFC различаются только начальными условиями. Возникает вопрос, почему различаются положения максимумов намагни-

ченности, определяемой в процедурах $M_{NFC}(T_{red})$ и $M_{ZFC}(T_{red})$, ведь высота барьера, а соответственно, и время релаксации одинаковы в обоих случаях? Дело в том, что разница между застывшим (приготовленным) и равновесным состояниями для процедуры ZFC при малых h (вблизи $h \rightarrow 0$) очень мала ($M_\infty - M(t=0) \rightarrow 0$). В то время как в случае NFC она максимально велика ($M_\infty - M(t=0) \rightarrow -1$). Поэтому, несмотря на одинаковость барьера и времени релаксации, при заданной скорости изменения температуры процесс релаксации системы к равновесному состоянию для случая NFC более существен. И он затягивается по времени к более высоким температурам. В этом плане идентичность поведения кривых производных представляется более удобной для анализа зависимости $T_b(h)$. То есть именно положения максимумов производных кривых $M_{NFC}(T_{red})$ и $M_{ZFC}(T_{red})$ лучше использовать в качестве меры «температуры блокировки». Тем более, что в реальных системах всегда имеется разброс частиц по параметрам (функция распределения, например, по объему частиц или их анизотропии), который определяет температурный диапазон разблокировки магнитных моментов. Поэтому максимум производной температурного перемагничивания будет отражать ту температуру, в которой наибольшая часть ансамбля переходит в разблокированное состояние [48].

Естественно, что в реальных условиях эксперимента невозможно установить бесконечно малое измерительное поле. И для определения температуры блокировки необходимо выполнить несколько измерений в заданном протоколе при разных измерительных полях, после чего попытаться определить T_b в $h \rightarrow 0$ путем фитирования функциональной зависимости $T_b(h)$ [45]. В ряде работ [47,49,50] указывается, что для процедуры ZFC в области малых полей $T_b \propto (1-h)^{2/3}$, а при больших полях $T_b \propto (1-h)^2$. Так как мы выполнили расчет T_b для широкого интервала полей и для различных протоколов, то мы попытались профитировать полученную кривую указанными выше степенными зависимостями. К нашему удивлению, этого сделать не удалось — кривая $T_b(h)$ имеет более сложный характер, чем предлагаемые для нее аппроксимирующие зависимости. Высокополевая часть кривых описывается формулой

$$T_b(h) = T_b(0)(1-h)^\alpha, \quad (9)$$

где α зависит от скорости протяжки t_{reg} , отклоняясь от 2 по мере укорочения t_{reg} ($\alpha = 1,93$ для $t_{reg} = 10^{15}$, и $\alpha = 1,80$ для $t_{reg} = 10^6$). В то же время низкополевая часть кривых не описывается степенным законом 2/3 ни для положения максимума $M_{ZFC}(T_{red})$, ни для максимума производной $\partial M_{ZFC}(T_{red})/\partial T_{red}$ и вообще отклоняется от зависимости (9).

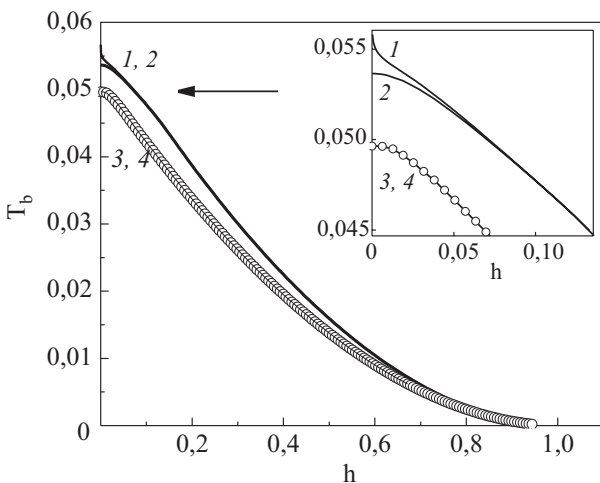


Рис. 4. Зависимость температуры блокировки от величины измерительного поля h при $t_{reg} = 10^{11}$, определенной как максимум $M_{NFC}(T_{red})$ (1); максимум $M_{ZFC}(T_{red})$ (2); максимум $\partial M_{NFC}(T_{red})/\partial T_{red}$ (3 — сплошная линия), максимум $\partial M_{ZFC}(T_{red})/\partial T_{red}$ (4 — кружочки). На вставке — низкополевой участок в увеличенном масштабе.

Проанализируем эти несоответствия на упрощенной модели Нееля–Броуна. Как уже отмечалось, идентичность положения по температуре максимумов $\partial M_{NFC}(T_{\text{red}})/\partial T_{\text{red}}$ и $\partial M_{ZFC}(T_{\text{red}})/\partial T_{\text{red}}$ для протоколов ZFC и NFC является более удобной для анализа $T_b(h)$, поэтому далее речь пойдет о зависимости $T_b(h)$, определенной данным методом.

Рассмотрим гипотетические релаксационные температурные измерения, когда система из приготовленного состояния моментально переводилась бы в некоторую иную температуру и релаксировала бы при ней в течение некоторого времени t_{reg}^* . В их рамках можно определить температуру блокировки как ту, в которой время релаксации (3) становится равным времени измерения t_{reg}^* , т.е. соответствующую решению уравнения

$$t_{\text{reg}}^* = \frac{1}{\exp\left(-\frac{(1-h)^2}{T_b}\right) + \exp\left(-\frac{(1+h)^2}{T_b}\right)}. \quad (10)$$

Решение данного уравнения может быть получено только численно, однако если учитывать только перебросы из метастабильного минимума в глобальный (что вполне уместно при $h > 0,2$), то второй экспонентой в уравнении (10) можно пренебречь. Тогда, логарифмируя обе части, получаем

$$T_b(h) = T_b(0)(1-h)^2, \quad (11)$$

где $T_b(0) = 1/\ln[t_{\text{reg}}^*]$ — температура блокировки в нулевом магнитном поле. Как видно, это соответствует обычно употребляемому на основе модели Нееля–Броуна выражениям. И ясно, что формула (11) не должна описывать отклонение от степенной зависимости вблизи малых значений h , которое наблюдается на расчетных кривых. Это отклонение возникает потому, что при малых h вероятность перебросов магнитного момента в двумерном потенциале в обратную сторону (из глобального минимума в метастабильный) становится сравнимой с перебросами в прямом направлении. Это уменьшает время релаксации в два раза, понижая значение температуры блокировки в малых полях. Попытаемся приближенно учесть этот эффект и найти для него аппроксимирующее описание. Преобразуем формулу (10) к виду

$$t_{\text{reg}}^* = \frac{1}{\exp\left(-\frac{(1-h)^2}{T_b}\right) \left(1 + \exp\left(-\frac{4h}{T_b}\right)\right)} \quad (12)$$

и воспользуемся итерационным подходом. В качестве первого шага заменим в (12) во вторых скобках T_b на «одноэкспоненциальное решение» $1/\ln[t_{\text{reg}}^*]$:

$$t_{\text{reg}}^* = \frac{1}{\exp\left(-\frac{(1-h)^2}{T_b}\right) [1 + \exp(-4h \ln[t_{\text{reg}}^*])]} \quad (13)$$

Решая (13) относительно T_b , получаем поправленное на первую итерацию решение:

$$T_b''(h) = \frac{(1-h)^2}{\ln\{t_{\text{reg}}^* [1 + \exp(-4h \ln(t_{\text{reg}}^*))]\}} \quad (14)$$

Дальнейших итераций можно не проводить, а ввести в (14) подгоночные коэффициенты, которые можно найти из сопоставления аппроксимирующей формулы с данными для зависимости $T_b(h)$, полученными на основе решения уравнения (7). Как показала проверка, аппроксимирующая формула может быть избрана в виде

$$T_b(h) = \frac{(1-h)^\alpha}{\ln\{t_{\text{reg}}^* [1 + c \exp(-4h \ln(bt_{\text{reg}}^*))]\}} \quad (15)$$

где α, b, c — подгоночные параметры, необходимые для согласования этой формулы и расчетных кривых $T_b(h)$, найденных из полевой зависимости максимумов $\partial M_{NFC}(T_{\text{red}})/\partial T_{\text{red}}$ и $\partial M_{ZFC}(T_{\text{red}})/\partial T_{\text{red}}$, полученной численным решением уравнения (7). Для диапазона времен регистрации $t_{\text{reg}}^* = 10^6 - 10^{15}$ оптимальные значения b и c составляют: $b = 0,50, c = 1,10$, в то время как параметр α , как уже указывалось, оказался зависящим от t_{reg}^* .

Следует учесть, что при выводе формулы (7) мы ввели «время измерения» t_{reg} как время протяжки единичного интервала безразмерной температуры T_{red} . Время же гипотетического «релаксационного температурного измерения» t_{reg}^* введено как реальное время такого измерения, обезразмерное умножением на f_0 . Поэтому дополнительным условием согласования следствий решений (7) и (11), (15) является установление взаимосвязи t_{reg} в (7) и t_{reg}^* в (11), (15). Предположим, что эти две величины пропорциональны друг другу либо t_{reg} должна выражаться через t_{reg}^* при помощи некоторого соотношения.

На рис. 5 представлены кривая $T_b(h)$, полученная численным решением (7) для $t_{\text{reg}} = 10^{10}$, и результаты согласования с ней кривых, построенных по формулам (11) и (15) со специально подобранным для них значением t_{reg}^* . Как видно, все кривые хорошо согласуются друг с другом при больших значениях h . Согласие достигается при значении параметра α в формулах (11), (15) равном 1,89. В области малых полей (см. вставку) кривая 3 для формулы (11) начинает отходить от кривой 1, полученной из решения (7), в то время как кривая 2 для формулы (15) совпадает практически с кривой 1. Для согласования высокополевых частей

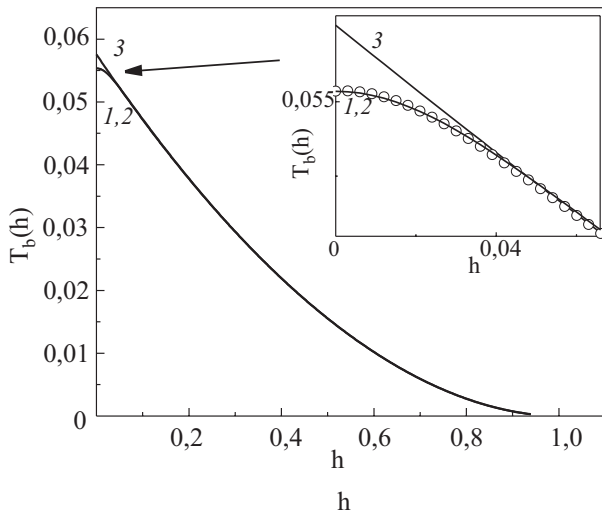


Рис. 5. Зависимости «температуры блокировки» от измерительного поля, получаемые разными способами из моделирования экспериментов с изменением температуры: по максимумам $\partial M_{NFC}(T_{red})/\partial T_{red}$ и $\partial M_{ZFC}(T_{red})/\partial T_{red}$, найденным из численного решения (7) для $t_{reg} = 10^{10}$ (кривая 1 — сплошная линия); из формулы (15) с параметрами $\alpha = 1,89$, $b = 0,5$ и $c = 1,1$ (кривая 2 — кружочки); из формулы (11) с заменой показателя степени 2 на $\alpha = 1,89$ (кривая 3). Для кривых 2 и 3 подобраны значения t_{reg}^* , совмещающие высокополевые части кривых 1, 2 и 3. Вставка — низкополевой участок графика в увеличенном масштабе.

кривых 2 и 3 с расчетной кривой 1 пришлось в формулах (11), (15) взять $t_{reg}^* = 0,35 \cdot 10^8$, что практически в 300 раз меньше «времени измерения» t_{reg} , взятого при расчете кривой 1 на основе решения уравнения (7). Уменьшению значения t_{reg}^* в сравнении с t_{reg} есть вполне разумное объяснение. На рис. 3 можно видеть, что весь процесс перемагничивания для случаев ZFC и NFC осуществляется в узком температурном интервале ($T_{red} = 0,036$ до $T_{red} = 0,046$), а соответственно, и в узком временном интервале изменения температуры. «Время измерения» t_{reg} , используемое в расчетах на основе решения уравнения (7), характеризует время изменения температуры от $T_{red} = 0$ до $T_{red} = 1$. В то же время для интервала $0 < T_{red} < 0,036$ система находится в сильно заблокированном состоянии и намагниченность не меняется. Только в интервале температур от $0,036 < T_{red} < 0,046$ происходит довольно быстрое перемагничивание, после чего кривая намагниченности практически соответствует равновесной. Таким образом, в протоколах с изменением температуры «эффективное время измерения», взятое по аналогии с гипотетической релаксационной методикой как время изменения намагниченности, гораздо короче, чем введенное t_{reg} . В конкретном случае рис. 3 это эффективное время составляет не более 1% от t_{reg} , использованного

при расчете, что является более приемлемым значением по отношению к найденному подбором значению t_{reg}^* .

Это означает, что при изменении температуры со скоростью t_{reg} фактически «работает» лишь время протяжки через область, в которой происходит изменение намагниченности от заблокированной к равновесной. Ему может быть сопоставлено некоторое выражение, полученное на том же пути, что и вывод формулы Нееля–Броуна для зависимости $T_b(h)$ в гипотетическом «релаксационном эксперименте» со скачкообразным изменением температуры (формулы (11), (15)). При этом в соответствующей аппроксимирующей формуле (например, (15)) должно фигурировать некое t_{eff} (т.е. t_{reg}^*), связанное подходящим соотношением с введенным ранее t_{reg} . Путь получения такого соотношения для эффективного времени измерения показан в Приложении. Здесь же приведем лишь окончательный вид зависимости $T_b(h)$, учитывающий это обстоятельство:

$$T_b(h, t_{eff}) = \frac{(1-h)^2}{\ln[t_{eff} + 1,1 \exp(-2,77h)t_{eff}^{1-4,0h}]}, \quad (16)$$

где

$$t_{eff} = t_{reg} (1-h)^2 \left\{ W \left[\frac{t_{reg} (1-h)^2}{1,33} \right]^{-1} - W \left[\frac{t_{reg} (1-h)^2}{0,21 [\ln(t_{reg}) - 12,5]^{0,17}} \right]^{-1} \right\}. \quad (17)$$

Здесь $W(x)$ — W -функция Ламберта (смотри Приложение). Для этой формулы в пределах времен измерения $t_{reg} = 10^6 - 10^{15}$ выполняется очень хорошее соответствие с кривыми, рассчитанными путем решения уравнения (7). На рис. 6 показаны результаты расчета $T_b(h)$ из решения уравнения (7) для разных t_{reg} (сплошные линии) и вычислений по формуле (16), в которую подставлено t_{eff} , определенное формулой (17) для соответствующих t_{reg} .

Неожиданным оказалось, что для всех t_{reg} (от 10^6 до 10^{15}) в формуле (16), аналогичной (15), параметр α остается равным 2. Это означает, что отклонение от квадратичной зависимости в (15) тоже связано с перенормировкой эффективного времени измерения при изменении величины измерительного поля. В самом деле, в формулы (17), (П.5)–(П.7) (см. Приложение) кроме параметра t_{reg} также входит и измерительное поле h . Заметим, что с учетом типичных значений $f_0 = 10^8 - 10^{12} \text{ c}^{-1}$ область t_{reg} от 10^6 до 10^{15} охватывает реальные времена изменения температуры от нерельяно коротких до вполне используемых в экспери-

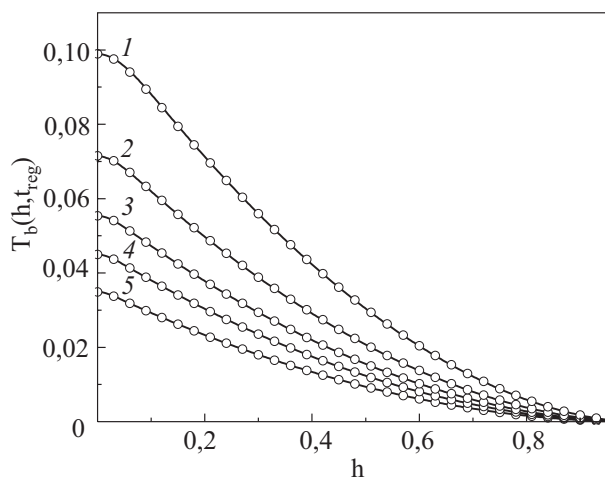


Рис. 6. Зависимости температуры блокировки от величины измерительного поля при разных значениях времени измерения. Временам $t_{\text{рег}} = 10^6, 10^8, 10^{10}, 10^{12}, 10^{15}$ соответствуют кривые 1–5. Сплошными линиями показаны результаты, найденные из положений максимумов $\partial M_{\text{NFC}}(T_{\text{ред}})/\partial T_{\text{ред}}$ и $\partial M_{\text{ZFC}}(T_{\text{ред}})/\partial T_{\text{ред}}$, найденных путем численного решения уравнения (7), кружочками показано применение аппроксимирующей формулы (16) с эффективным временем, полученным из (17).

ментах. При этом, как видно на рис. 6, как выбор скорости изменения температуры, так и выбор измерительного поля могут существенно влиять на величину T_b , которая будет найдена.

В заключение раздела следует отметить, что, несмотря на упрощенный подход к выводу формул (15)–(17), основанный на гипотетической релаксационной методике, получены вполне пригодные аппроксимационные формулы (16), (17) для описания зависимости $T_b(h, t_{\text{рег}})$. Найденные соотношения с высокой точностью аппроксимируют зависимость $T_b(h, t_{\text{рег}})$ в широком интервале значений $10^6 < t_{\text{рег}} < 10^{15}$ и пригодны как для процедуры ZFC, так и для процедуры NFC, при условии, что за температуру блокировки принимается температура максимумов производных $\partial M_{\text{NFC}}(T_{\text{ред}})/\partial T_{\text{ред}}$ и/или $\partial M_{\text{ZFC}}(T_{\text{ред}})/\partial T_{\text{ред}}$.

5. Сравнение зависимостей температуры блокировки, получаемой из разных протоколов магнитостатических измерений, от времени измерения

Как уже было показано, определения T_b по максимумам $M_{\text{NFC}}(T_{\text{ред}})$ и/или $M_{\text{ZFC}}(T_{\text{ред}})$ и по максимумам их производных незначительно, но различаются. Вполне логично предположить, что T_b , определенная из анализа петель гистерезиса, будет давать иное значение, не совпадающее с приведенными выше. Но для их сопоставления нужно проводить сравнение для одинакового «времени измерения» при получении T_b

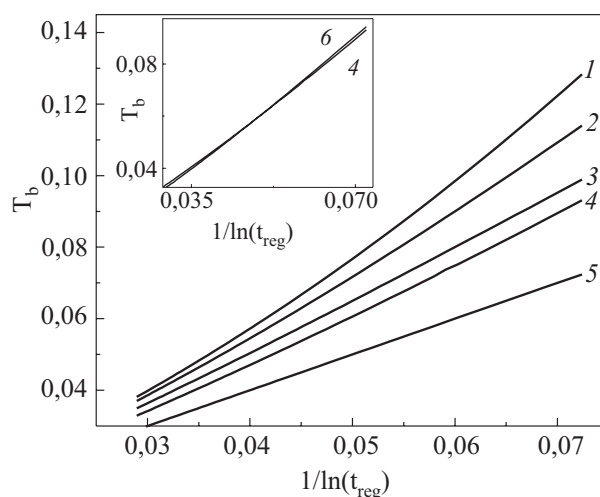


Рис. 7. Зависимости температуры блокировки от обратной величины логарифма времени измерения, определенной как: максимум M_{NFC} (1) ($h = 0,0001$); максимум M_{ZFC} (2) ($h = 0,0001$); максимум $\partial M_{\text{ZFC}}(T_{\text{ред}})/\partial T_{\text{ред}}$ в том же поле (3); из экстраполяции температурной зависимости коэрцитивного поля петель гистерезиса (4), и определенной из формулы Нееля–Броуна (5). На вставке показаны зависимости температуры блокировки как положения максимума $\partial M_{\text{ZFC}}(T_{\text{ред}})/\partial T_{\text{ред}}$ в поле $h = 0,06$ (6) и кривая 4.

тем или иным методом. Возникает вопрос, как соотносятся времена изменения температуры с временами изменения магнитного поля в случае, если получаются одинаковые T_b ?

На рис. 7 представлены кривые $T_b(h, t_{\text{рег}})$ для рассмотренных выше типов магнитостатических измерений (для ZFC и NFC взято измерительное поле $h = 0,0001$). Как видно, наивысшая температура блокировки при фиксированном h получается в случае ее определения по максимуму M_{NFC} (кривая 1). Далее следует результат определения T_b по максимуму M_{ZFC} (кривая 2). Затем кривая 3, результат определения T_b как максимума $\partial M_{\text{NFC}}(T_{\text{ред}})/\partial T_{\text{ред}}$ и/или $\partial M_{\text{ZFC}}(T_{\text{ред}})/\partial T_{\text{ред}}$. Далее кривая 4 — T_b , определенная из петель гистерезиса и, наконец, кривая 5 — соотношение Нееля–Броуна ($T_b = 1/\ln(t_{\text{рег}})$). При этом $t_{\text{рег}}$ для кривых 1–3, соответствующих протяжке по температуре, бралось как время прохождения единичного интервала $T_{\text{ред}}$, а время $t_{\text{рег}}$ для кривой 4 бралось как время протяжки единичного интервала магнитного поля h . Видно, что кривые имеют разные наклоны и разную (хотя и незначительную) степень нелинейности.

Возьмем, к примеру, $t_{\text{рег}} = 10^{10}$ (при параметре $f_0 = 10^8 \text{ с}^{-1}$ время регистрации будет составлять 100 с — часто используемая в литературе величина для анализа магнитостатических измерений). Тогда для случая Нееля–Броуна (кривая 5) имеем $T_b = 0,0434$, а для кривой 4 $T_b = 0,0515$, для кривой 3 $T_b = 0,0554$, для кривой 2 $T_b = 0,0598$ и, наконец, для кривой 1 $T_b = 0,0637$. Как

видно, в зависимости от выбора способа определения найденная величина T_b может варьироваться в пределах 30 %. Можно пойти от обратного: посмотреть, как будет различаться время протяжки для разных протоколов при одинаковой T_b . Для $T_b = 0,0515$ имеем следующие времена протяжки для кривых 1–5: $t_{\text{рег}} = 2,3 \cdot 10^8$, $9,14 \cdot 10^9$, $4,15 \cdot 10^{10}$, $2,34 \cdot 10^{11}$ и $5,88 \cdot 10^{11}$. Отсюда следует, что для получения одной и той же температуры блокировки по разным критериям в разных протоколах измерений времена должны различаться более чем в 200 раз.

Сделаем оценки для реальной системы. Возьмем, для примера, гранулы ферромагнетика диаметром 10 нм, намагниченностью насыщения 1500 Гс/см^3 и с константой одноосной анизотропии $1,5 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$. Параметр f_0 выберем, для примера, равным 10^8 с^{-1} . Время протяжки магнитного поля от -200 Э до 200 Э и обратно (в безразмерных единицах это будет соответствовать интервалу от $h = -1$ до $+1$) возьмем $4 \cdot t_{\text{exp}} = 10^3 \text{ с}$ (четверка появилась из-за намерения регистрации полной петли гистерезиса, так как безразмерное время регистрации мы определили как $t_{\text{рег}} = t_{\text{exp}} \cdot f_0$ для интервала безразмерных полей $(-1, 0)$). Отсюда имеем $t_{\text{рег}} = 2,5 \cdot 10^{10}$, $T = 569 T_{\text{red}}$ (т.е. физическая температура T будет связана с приведенной T_{red} этим соотношением). Тогда при определении температуры блокировки из петель гистерезиса получаем $T_b = 28 \text{ К}$. Теперь попытаемся определить время регистрации, необходимое для получения такого же значения T_b в случае определения температуры блокировки как максимума кривой $M_{ZFC}(T)$. Получаем необходимое значение $t_{\text{exp}} = 6817 \text{ с}$ на интервал от 0 К до 569 К . Естественно, что производить протяжку до столь высокой температуры не имеет смысла, так как ожидаемая температура блокировки 28 К . Поэтому, если взять интервал в десять раз короче (от 4 К до 61 К), то его нужно будет пройти за время равное 682 с (приблизительно 11 мин). Аналогичным образом, чтобы получить такую же T_b по максимуму $M_{NFC}(T)$ получаем $t_{\text{exp}} = 18544 \text{ с}$ или для протяжки от $T = 4 \text{ К}$ до $T = 61 \text{ К}$ нужно разворачивать температуру около 30 мин; чтобы получить $T_b = 28 \text{ К}$, определяя ее как максимум $\partial M_{NFC}(T_{\text{red}})/\partial(T_{\text{red}})$ и/или $\partial M_{ZFC}(T_{\text{red}})/\partial(T_{\text{red}})$, нужно $t_{\text{exp}} = 1200 \text{ с}$ или 2 мин для интервала $4 \text{ К} < T < 61 \text{ К}$. Как видно, учет времени измерения при сравнении данных, полученных при использовании разных протоколов, необходим. Иначе температура блокировки в каждом из протоколов получится разной и ошибка ее определения будет существенной.

В заключение хотелось бы обратить внимание на вставку в верхнем левом углу рис. 7. На ней показаны зависимости температуры блокировки от времени измерения для двух методик: анализ петель (кривая 4) и по максимумам $\partial M_{NFC}(T_{\text{red}})/\partial(T_{\text{red}})$ ($\partial M_{ZFC}(T_{\text{red}})/\partial(T_{\text{red}})$)

— (кривая 6), измеренных в таком измерительном поле, при котором расхождения в определении T_b для этих двух методик составляет меньше 5%. Значение измерительного поля для ZFC (NFC) при этом составляет $h = 0,06$. Таким образом, можно избавиться от пересчета времени измерения для этих двух методик, если для измерений с фиксированным полем и изменениями по температуре измерительное поле будет составлять 6% от поля анизотропии. Для остальных кривых такое поле подобрать не удастся, так как степень их нелинейности по отношению к кривой 2 очень высока. Естественно, приведенной цифрой (6%) можно пользоваться с осторожностью. Отличие в типе анизотропии частиц и взаимодействие между ними будут влиять на этот численный результат.

6. Выводы

Таким образом, проведен комплексный анализ различных протоколов магнитостатических измерений и показано, что учет эквивалентного «времени измерения» в каждом из них играет важную роль для сопоставления данных о процессах перемагничивания, получаемых при помощи различных методов. Обращено внимание на специфику описания измерений при непрерывном изменении одного из термодинамических параметров, магнитного поля или температуры. Показано, что когда скорость изменения параметра сопоставима со скоростью релаксации в системе стонер–вольфартовских частиц, результаты измерений могут заметно модифицироваться. Во-первых, температуры блокировки, получаемые по разным рецептам из разных протоколов, оказываются заметно различными, и их согласование требует эквивалентного пересчета «времени измерения» с учетом скорости изменения для каждого типа магнитостатических измерений. Во-вторых, модифицируется зависимость температуры блокировки от измерительного поля, которая для измерений «релаксационного типа» должна быть квадратичной, а в режиме с изменением температуры оказывается иной. В-третьих, указанный учет скорости изменения позволяет корректно разделить области равновесного суперпарамагнитного и неравновесного (квазиферромагнитного) намагничиваний при анализе петель гистерезиса. Предложен дополнительный метод такого разделения по температурным зависимостям скорости намагничивания, который, по известным нам данным, ранее не предлагался. В-четвертых, показано, что временная динамика измерений в фиксированном поле с протяжкой по температуре запрещает так называемую точку необратимости — ее при точном анализе данных попросту не существует, а в экспериментах она фиксируется только приближенно.

Подчеркнем еще раз основные выводы.

1. Показано, что применение кинетического уравнения для случая ансамбля ориентированных одноосных частиц дает возможность выполнить моделирование всех типов магнитостатических измерений.

2. Указано на характерный перегиб в кривых $(\chi_{\max}^*(T_{\text{red}}))^{-1}$ для петель, соответствующий температуре блокировки, определяемой традиционным образом из анализа температурных зависимостей коэрцитивности и реманентности.

3. Показано, что зависимость $T_b(h)$ модифицируется в зависимости от скорости протяжки температуры в экспериментах типа ZFC, NFC и не описывается квадратичной зависимостью, следующей из упрощенных представлений. Определение температуры блокировки по максимумам M_{ZFC} и M_{NFC} дает несколько разные ее значения. В то же время значения $T_b(h)$, полученные из $\partial M_{NFC}(T_{\text{red}})/\partial T_{\text{red}}$ и $\partial M_{ZFC}(T_{\text{red}})/\partial T_{\text{red}}$, оказываются идентичными. С нашей точки зрения, их использование более удобно для анализа экспериментальных данных.

4. На основании релаксационной модели Нееля-Броуна получена аппроксимирующая формула, связывающая температуру блокировки (определяемую из максимума $\partial M_{NFC}(T_{\text{red}})/\partial T_{\text{red}}$ и $\partial M_{ZFC}(T_{\text{red}})/\partial T_{\text{red}}$) с измерительным полем и временем регистрации. Найдено соотношение для эффективного «времени измерения» в этих протоколах с учетом скорости протяжки температуры.

5. Проведено сопоставление зависимости температуры блокировки от «времени измерения» для всех рассмотренных типов магнитостатических измерений.

Приложение

Для согласования расчетных кривых с формулой (15) необходимо заменить полное время измерения t_{reg} на некоторое эффективное время измерения t_{eff} , эквивалентное времени измерения t_{reg}^* в рамках гипотетической релаксационной методики. Для этого рассмотрим следующий упрощенный механизм реализации намагничивания для процедуры ZFC:

$$M(t) = M_0 + M_\infty \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau^*}\right) \right]. \quad (\text{П.1})$$

Здесь

$$M_0 = 0, \quad M_\infty = \text{th}\left[\frac{2h}{T_{\text{red}}}\right], \quad \tau^* = 1/\exp\left[-\frac{(1-h)^2}{T_{\text{red}}}\right].$$

Как и раньше свяжем развертку температуры со временем: $T_{\text{red}} = t/t_{\text{reg}}$. В окончательном виде выражение принимает следующий вид:

$$M(t) = \text{th}\left[\frac{2h}{t/t_{\text{reg}}}\right] \left\{ 1 - \exp\left[-t \exp\left(-\frac{(1-h)^2}{t/t_{\text{reg}}}\right)\right] \right\}. \quad (\text{П.2})$$

За процесс перемангничивания в формуле (П.2) ответственно выражение в скобках, которое со временем меняет свое значение от 0 до 1. Мы можем разрешить относительно времени выражение

$$\left\{ 1 - \exp\left[-t \exp\left(-\frac{(1-h)^2}{t/t_{\text{reg}}}\right)\right] \right\} = m. \quad (\text{П.3})$$

Решение выглядит так:

$$t = t_{\text{reg}} (1-h)^2 / W\left[-\frac{t_{\text{reg}} (1-h)^2}{\ln(1-m)}\right]. \quad (\text{П.4})$$

Здесь $W(x)$ — так называемая W-функция Ламберта, являющаяся обратной к функции $f(W) = W \exp(W)$. Эта функция введена в аппарат математической физики относительно недавно [51]. В ряде случаев, например в популярной программе «Mathematica» фирмы Wolfram Research, ее обозначают ProductLog. Примеры решения различных задач математической физики с ее помощью представлены в [52].

Разумно предположить, что в качестве эффективного «времени измерения» t_{eff} , которое мы должны сопоставлять с t_{reg}^* , в формулах (12)–(15) при времени t_{reg} для реального изменения температуры в измерениях ZFC, NFC должно выступать некоторое время, за которое этот множитель в (П.2) изменяется от некоторого значения m_1 до значения m_2 (например, $m_1 = 0,1$; $m_2 = 0,9$). Эффективное время перемангничивания t_{eff} будет определяться разницей времен, при которых параметр m меняется от значения m_1 до значения m_2 :

$$t_{\text{eff}} = t_{\text{reg}} (1-h)^2 \times \left\{ W\left[\frac{t_{\text{reg}} (1-h)^2}{\ln(1-m_2)}\right]^{-1} - W\left[\frac{t_{\text{reg}} (1-h)^2}{\ln(1-m_1)}\right]^{-1} \right\}. \quad (\text{П.5})$$

Подбор значений параметров m_1 и m_2 дает следующее выражение, пригодное для $t_{\text{reg}} = 10^9 - 10^{12}$:

$$t_{\text{eff}} = t_{\text{reg}} (1-h)^2 \times \left\{ W\left[\frac{t_{\text{reg}} (1-h)^2}{1,33}\right]^{-1} - W\left[\frac{t_{\text{reg}} (1-h)^2}{0,313}\right]^{-1} \right\}. \quad (\text{П.6})$$

Для более широкого диапазона t_{reg} данное выражение начинает отклоняться от оптимального значения t_{eff} , поэтому приходится ввести дополнительную зависимость от t_{reg} , корректирующую значение параметра $m1$:

$$t_{\text{eff}} = t_{\text{reg}} (1-h)^2 \times \left\{ W \left[\frac{t_{\text{reg}} (1-h)^2}{1,33} \right]^{-1} - W \left[\frac{t_{\text{reg}} (1-h)^2}{0,21[\text{Ln}(t_{\text{reg}}) - 12,5]^{0,17}} \right]^{-1} \right\} \quad (\text{П.7})$$

Для этой формулы в пределах времен измерения $10^6 < t_{\text{reg}} < 10^{15}$ выполняется хорошее соответствие с расчетными кривыми.

1. V. Franco and A. Conde, *JMMM* **278**, 28 (2004).
2. M.El-Hilo, *JMMM* **272–276**, 1700 (2004).
3. Vassilios Tsiantos, Thomas Schrefl, Werner Scholz, Hermann Forster, Dieter Suess, Rok Dittrich, and Josef Fidler, *IEEE Trans. Magn.* **39**, 2507 (2003).
4. Lin He and Chinping Chen, *Phys. Rev.* **B75**, 184424 (2007).
5. E. Stefanovskii, *Fiz. Nizk. Temp.* **26**, 262 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 194 (2000)].
6. Vittorio Basso, Cinzia Beatrice, Martino LoBue, Paola Tiberto, and Giorgio Bertotti, *Phys. Rev.* **B61**, 1278 (2000).
7. M. El-Hilo, M. Shatnawy, and A. Al-Rsheed, *JMMM* **221**, 137 (2000).
8. Ralph Skomski and Jian Zhou (eds.), *Adv. Magn. Nanostructures* (2006).
9. M. Sasaki, P.E. Jonsson, and H. Takayama, *Phys. Rev.* **B71**, 104405 (2005).
10. J.I. Martin, J. Nogues, Kai Liu, J.L. Vicent, and Ivan K. Schuller, *JMMM* **256**, 449 (2003).
11. C.A. Ross, *Annu. Rev. Mater. Res.* **31**, 203 (2001).
12. J.F. Bobo, L. Gabillet, and M. Bibes, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, S471 (2004).
13. W.F. Brown, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
14. W.T. Coffey, D.S.F. Crothers, J.L. Dormann, L.J. Geoghegan, and E.C. Kennedy, *Phys. Rev.* **B58**, 3249 (1998).
15. L. N iel, *Ann. Geophys.* **5**, 99 (1949).
16. W.F. Brown, *J. Appl. Phys.* **30**, 130S (1959).
17. W.F. Brown, *J. Appl. Phys.* **34**, 1319 (1963).
18. I.S. Jacobs, and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **100**, 1060 (1955).
19. C.P. Bean and J.D. Livingston, *J. Appl. Phys.* **30**, 120S (1959).
20. F.C. Fonseca, G.F. Goya, R.F. Jardim, R. Muccillo, N.L.V. Carreno, E. Longo, and E.R. Leite, *Phys. Rev.* **B66**, 104406 (2002).
21. J. Garcia-Otero, A.J. Garcia-Bastida, and J. Rivas, *JMMM* **189**, 377 (1998).
22. Y.D. Zhang, J.I. Budnick, W.A. Hines, C.L. Chien, and J.Q. Xiao, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2053 (1998).
23. Sujoy Roy, Igor Dubenko, Dossah D. Edoth, and Naushad Ali, *J. Appl. Phys.* **96**, 1202 (2004).
24. Xuekun Kou, M.A. Novotny, and Per Arne Rikvold, *IEEE Trans. Magn.* **36**, 231 (2000).
25. J.P. Pereira Nunes, M. Bahiana, and C.S.M. Bastos, *Phys. Rev.* **E69**, 056703 (2004).
26. U. Nowak, R.W. Chantrell, and E.C. Kennedy, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 163 (2000).
27. B. Fierro, F. Bachmann, and E.E. Vogel, *Physica* **B384**, 215 (2006).
28. P. Vargas, D. Altbir, and J. d'Albuquerque Castro, *Phys. Rev.* **B73**, 092417 (2006).
29. R.W. Chantrell, N. Walmsley, J. Gore, and M. Maylin, *Phys. Rev.* **B63**, 024410 (2000).
30. J. Garcia-Otero, M. Porto, J. Rivas, and A. Bunde, *J. Appl. Phys.* **85**, 2287 (1999).
31. Oscar Iglesias and Amilcar Labarta, *Phys. Rev.* **B63**, 184416 (2001).
32. M. El-Hilo, R.W. Chantrell, and K. O'Grady, *J. Appl. Phys.* **84**, 5114 (1998).
33. D.A. Dimitrov and G.M. Wysin, *Phys. Rev.* **B54**, 9237 (1996).
34. C.M.P. Russell and K.M. Unruh, *J. Appl. Phys.* **99**, 08H909 (1998).
35. A.A. Timopheev, and S.M. Ryabchenko, *Ukr. J. Phys.* **53**, 261 (2008).
36. P. Vargas, P. Knobel, and M. Altbir, *Zeitschrift Metallkunde* **93**, 974 (2002).
37. E.C. Stoner and E.P. Wohlfarth, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **240**, 599 (1948).
38. М.А. Чуев, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 744 (2007).
39. А.М. Афанас'ев and М.А. Чуев, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **86**, 983 (1998).
40. А.М. Афанас'ев, М.А. Чуев, and J. Hesse, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **89**, 533 (1999).
41. М.А. Чуев, O. Hupe, А.М. Афанас'ев, H. Bremers, and J. Hesse, *JETP Lett.* **76**, 558 (2002).
42. М.А. Чуев and J. Hesse, *J. Phys.: Cond. Matt.* **19**, 506201 (2007).
43. R.K. Zheng, Hongwei Gu, Bing Xu and X.X. Zhang, *J. Phys.: Cond. Matt.* **18**, 5905 (2006).
44. L.D. Tung, V. Kolesnichenko, D. Caruntu, N.H. Chou, C.J. O'Connor, and L. Spinu, *J. Appl. Phys.* **93**, 7486 (2003).
45. Y.D. Zhang, J.I. Budnick, W.A. Hines, C.L. Chien, and J.Q. Xiao, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2053 (1998).
46. Salah A. Makhlof and F.T. Parker, *Phys. Rev.* **B55**, R14717 (1997).
47. С.П. Губин, Ю.А. Кокшаров, Г.Б. Хомутов, Г.Ю. Юрков, *Успехи химии* **74**, 539 (2005).
48. J.C. Denardin, A.L. Brandl, M. Knobel, P. Panissod, A.B. Pakhomov, H. Liu, and X.X. Zhang, *Phys. Rev.* **B65**, 064422 (2002).
49. L.E. Wenger and J.A. Mydosh, *Phys. Rev.* **B29**, 4156 (1984).
50. E.P. Wohlfarth, *J. Phys. F: Metal Phys.* **10**, L241 (1980).
51. R.M. Corless, G.H. Gonnet, D.E.J. Hare et al., *Adv. Comput. Math.* **5**, 329 (1996).
52. S.R. Valluri, D.J. Jeffrey, and R.M. Corless, *Canadian J. Phys.* **78**, 823 (2000).

Simulation of the magnetization reversal in a single-domain particles ensemble for measurements with continuous sweeping of magnetic field or temperature

A.A. Timopheev, V.M. Kalita, and S.M. Ryabchenko

A different protocols of the magnetostatic measurements for a ensemble of the single-domain uniaxial particles aligned with a magnetic field are analyzed. It is shown that the continuous time sweeping of magnetic field or temperature is of great importance in magnetization reversal. A new characteristic in the temperature dependence of magnetization velocity is obtained which is found to correspond to blocking temperature T_b . The values of T_b in different magnetostatic measurements are not identical. It is shown that comparing the results obtained in those

measurements requires matching the effective times of sweeping for each of the cases. It is found that if the «measurement time» is taken into account in the measurements with constant field and changing temperature, the field dependence of T_b is modified. For such measurements the time kinetics forbids the so-called irreversibility points, and its observation is considered as an approximate result.

PASC: **61.46.-w** Structure of nanoscale materials;
75.50.Tt Fine-particle systems; nanocrystalline materials;
75.60.Ej Magnetization curves, hysteresis, Barkhausen and related effects.

Keywords: superparamagnetic state, single-domain particles, magnetostatic measurements, blocking temperature, measuring time