

Обобщенная модель Стонера-Вольфарта и неланжевенский магнетизм однодоменных частиц

М. А. Чуев¹⁾

Физико-технологический институт РАН, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 апреля 2007 г.

С целью развития модели магнитной динамики для количественного анализа кривых температурной зависимости намагниченности ансамбля наночастиц в разных режимах предварительного охлаждения образца проведено обобщение феноменологической модели Стонера-Вольфарта для однодоменных частиц на случай более точного описания релаксационных процессов в магнитной системе. Расчеты в рамках этой модели и их детальный анализ демонстрируют ряд качественных особенностей, включая асимптотическое поведение намагниченности и восприимчивости в пределе высоких температур, отличное от ланжевенского предела для идеальных суперпарамагнитных частиц.

PACS: 61.18.Fs, 61.46.+w, 75.50.Tt, 75.60.Ej

В последнее время интерес исследователей к материалам, содержащим магнитные частицы или кластеры малых размеров (порядка нескольких нанометров, так что они являются однодоменными), обусловлен главным образом широкой областью их применения в нанотехнологии магнитных и магнитооптических устройств записи информации, феррожидкостей, ЯМР-томографии, химического катализа, приборов цветного изображения, биотехнологии и т.п. Это предопределяет необходимость проведения систематических исследований структурных и магнитных свойств этих материалов различными методами как с целью оптимизации технологии их роста, так и для выяснения фундаментальных характеристик магнетизма в ансамбле магнитных частиц нанометрового размера.

Существует несколько методов исследования довольно сложных процессов магнитной релаксации в частицах малых размеров, которые на макроскопическом уровне проявляются, например, как перемагничивание образца с ярко выраженными гистерезисными свойствами в разных частотных диапазонах [1–4]. Одним из наиболее информативных способов изучения магнитной динамики частиц малых размеров являются измерения намагниченности (восприимчивости) исследуемого образца при его нагреве в магнитном поле, когда исходное, низкотемпературное состояние образца может быть в разной степени неравновесным после предварительного охлаждения в разных режимах [5, 6]. Например, на рис.1 показаны температурные зависимости намагниченности наночастиц никеля (средний размер око-

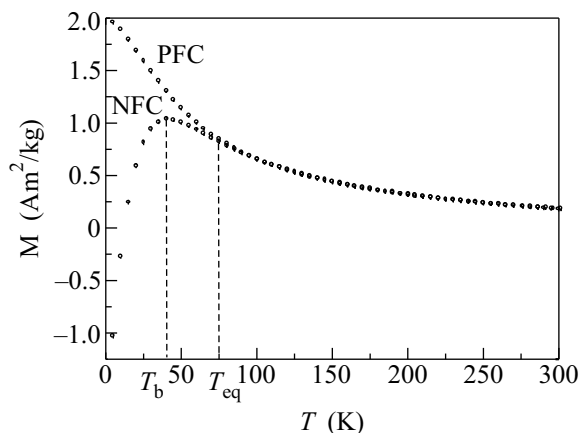


Рис.1. Температурные зависимости намагниченности наночастиц никеля в режимах PFC и NFC при нагреве в поле $\mu_0 H = 0.005$ Тл

ло 5 нм) в магнитном поле 0.005 Тл после охлаждения в сильном магнитном поле того же (режим positive field cooling, PFC) и противоположного (negative field cooling, NFC) направления.

Качественные особенности формирования кривых такого рода хорошо известны и, как правило, объясняются в терминах заселенностей локальных минимумов энергии, определяемых магнитной анизотропией частиц во внешнем магнитном поле. Например, если каждую частицу считать однородно намагниченной с намагниченностью M_0 и аксиальной магнитной анизотропией, то плотность энергии этой частицы во внешнем магнитном поле H можно представить в виде [7]:

$$E = -K \cos^2(\theta - \phi) - H M_0 \cos \phi, \quad (1)$$

¹⁾e-mail: chuev@ftian.oivta.ru

где K – константа магнитной анизотропии, θ – угол между направлением магнитного поля и осью легчайшего намагничивания частицы, а ϕ – угол между направлениями намагниченности и внешнего поля. В этом случае в слабых магнитных полях существует два локальных минимума энергии (два направления намагниченности), заселенность которых определяет намагниченность каждой частицы, а результирующая намагниченность ансамбля задается векторной суммой по хаотически ориентированным частицам. В сильном магнитном поле и при достаточно низких температурах магнитные моменты каждой частицы заморожены в одном локальном минимуме с направлением намагниченности, близким к направлению поля в соответствии с (1).

Сразу после включения слабого внешнего поля каждая частица будет находиться в неравновесном состоянии в течение некоторого времени, зависящего от ориентации этой частицы относительно направления внешнего поля и определяемого некоторой характерной частотой релаксации p между локальными минимумами, разделенными энергетическим барьером порядка KV (V – объем частицы). При этом в режиме PFC намагниченность будет больше равновесной, а в режиме NFC – меньше. С ростом температуры намагниченность каждой частицы будет стремиться к равновесной, так что намагниченность ансамбля будет падать (PFC) или расти (NFC) до тех пор, пока не достигнет равновесного значения при некоторой температуре T_{eq} , зависящей от скорости сканирования и напряженности внешнего поля, при этом на кривой температурной зависимости намагниченности в режиме NFC должен наблюдаться максимум при некоторой температуре T_b (см. рис.1). Отметим, что режим NFC отличается от стандартного режима охлаждения в нулевом поле (zero field cooling, ZFC) степенью неравновесной заселенности локальных минимумов исходного низкотемпературного состояния системы, причем в последнем случае результирующая намагниченность ансамбля хаотически ориентированных частиц после охлаждения равна нулю [5].

Очевидно, что разнообразие форм температурной зависимости намагниченности для разных режимов охлаждения, значений напряженности внешнего поля и скорости сканирования по температуре в принципе содержит большой объем информации о физических параметрах (K , M_0 , V и p) исследуемых наночастиц и их разбросе по образцу. Для оценки этих параметров необходимо задать модель магнитной динамики всего ансамбля, в рамках которой надо описать весь массив экспериментальных данных для данного образца. В общем случае такая модель мо-

жет быть определена системой кинетических уравнений для релаксации намагниченности типа уравнения Ландау-Лившица-Гильберта [8], и в литературе можно найти немало примеров модельных расчетов такого рода [9,10]. Однако до результативного численного анализа экспериментальных данных в рамках такого подхода дело пока так и не дошло, по видимому, в силу чисто вычислительных проблем.

Вместо этого исследователи обычно ограничиваются довольно простыми моделями, главным образом основанными на формуле Нееля для вероятности перехода в единицу времени из одного состояния в другое [11]:

$$p = p_0 \exp(-KV/kT), \quad (2)$$

где p_0 – некая константа, слабо зависящая от температуры T и определяемая, например, быстро флуктуирующим “хаотическим полем” [10,12], k – константа Больцмана. А результатом анализа, как правило, являются качественные оценки, на основании которых пытаются делать физические выводы. Наиболее популярным параметром, с помощью которого характеризуют исследуемую систему, является так называемая температура блокирования T_b , соответствующая максимуму на температурной зависимости намагниченности в режимах NFC (рис.1) и ZFC, а также коллапсу сверхтонкой магнитной структуры в мессбауэровских спектрах магнитных наночастиц [3, 4, 13]. Хотя, как видно на рис.1, логичней было бы назвать температурой блокирования именно T_{eq} , поскольку в интервале $T_b < T < T_{\text{eq}}$ система остается в неравновесном состоянии. Такого рода оценки являются довольно грубыми и искусственными, поскольку сама T_b (как, впрочем, и T_{eq}) определяется не только свойствами исследуемого образца, но и внешними параметрами метода измерений (напряженностью внешнего поля, скоростью сканирования по температуре, предысторией образца и т.п.). В то же время, даже если внешние параметры остаются неизменными, различие или идентичность значений T_b (или T_{eq}) для разных образцов еще ни о чем не говорит, поскольку эти значения определяются как минимум тремя физическими параметрами – K , V и p_0 . Отметим также, что попытки анализа кривых намагничивания в режиме FC в рамках модели Ланжевена для идеальных суперпарамагнитных частиц

$$M(H, T) = NM_0L(x) = NM_0[\coth(x) - 1/x] \quad (3a)$$

(N – число частиц, $L(x)$ – функция Ланжевена),

$$x = VM_0H/kT, \quad (3b)$$

дают лишь очень приближенную, как мы увидим ниже, оценку средней намагниченности насыщения наночастиц или их размера [5].

В такой ситуации естественно возникает необходимость поиска компромиссного решения, то есть разработки не очень сложной феноменологической модели, приемлемой для анализа экспериментальных данных и оценки вышеупомянутых параметров однодоменных магнитных частиц. Модель такого рода для описания процессов перемагничивания в переменном магнитном поле была предложена в работе [2], где было проведено обобщение хорошо известной модели Стонера-Вольфарта (СВ) [7]. В настоящей работе как раз и предлагается адаптация этой модели на случай анализа температурной зависимости намагниченности наночастиц в разных режимах охлаждения. Отметим, что аналогичный по идее подход был недавно предложен в работе [14], однако предложенные в ней уравнения описывают лишь предельный случай намагничивания идеально ориентированных частиц в магнитном поле того же направления ($\theta = 0$) [15]. В конкретных расчетах и оценках мы будем ориентироваться на данные магнитных измерений ансамбля наночастиц никеля в матрице оксида алюминия (детали приготовления образцов и проведения магнитных измерений, а также полный набор экспериментальных данных можно найти в [5]).

Для описания процессов перемагничивания в магнитных сплавах давно и широко используется модель СВ [7], в которой ферромагнетик рассматривается как совокупность однородно намагниченных частиц или кластеров, внутри которых действует сильное обменное взаимодействие, и предполагается, что каждая частица имеет форму вытянутого эллипсоида вращения, так что выполняется (1). Основным ограничением этой модели является весьма приближенное описание релаксационного процесса, поскольку предполагается, что при изменении напряженности внешнего поля магнитный момент частицы, находящейся в определенном энергетическом минимуме, с одной стороны, мгновенно отслеживает изменение положения этого минимума и меняет свое направление в соответствии с величиной приложенного поля, а с другой стороны, переходы между состояниями с различными минимумами энергии считаются запрещенными до тех пор, пока величина приложенного поля не превысит значения критического поля $H_c(\theta)$ [16]. Иными словами, релаксационный процесс в этой модели является и предельно быстрым, и предельно медленным. Невозможность перескоков между состояниями с разными минимумами энергии явно обосновывается тем обстоятельством, что су-

ществуют высокие энергетические барьеры, затрудняющие такие переходы ($KV \gg kT$). Однако такое предположение оказывается справедливым в магнитных полях, много меньших $H_c(\theta)$, но вблизи самого критического поля или при не очень низких температурах оно должно нарушаться.

Более точное описание релаксационного процесса в рамках обобщенной модели Стонера-Вольфарта было предложено в [2], где было снято ограничение резкой переориентации магнитного момента частицы только в магнитных полях, превышающих $H_c(\theta)$, а релаксационный процесс определялся всего лишь двумя параметрами – вероятностями перехода в единицу времени из одного состояния в другое в соответствии с формулой (2):

$$p_{12,21}(H, \theta, T) = \frac{p_0}{2} \sum_{i=1,2} \exp \left[- \left(E_i^{(\max)}(H, \theta) - E_{1,2}^{(\min)}(H, \theta) \right) / kT \right], \quad (4)$$

где $E_i^{(\max)}(H, \theta)$ и $E_i^{(\min)}(H, \theta)$ – энергии максимумов и минимумов, которые находятся путем несложных численных расчетов из выражения (1). (Отметим, что в [2] учитывались перескоки лишь через низкий барьер, поскольку для заданных H и θ влияние перескоков через второй барьер сводится к перенормировке константы p_0 , что не влияет на качественные эффекты, но при анализе экспериментальных данных необходимо учитывать трехмерный характер барьера, и выражение (4) приближенно описывает средние скорости релаксации через такой барьер.) При этом равновесные заселенности локальных минимумов определяются принципом детального равновесия:

$$w_i^{(0)}(H, \theta, T) = \frac{\exp[-E_i^{(\min)}(H, \theta)/kT]}{\exp[-E_1^{(\min)}(H, \theta)/kT] + \exp[-E_2^{(\min)}(H, \theta)/kT]}. \quad (5)$$

При изменении температуры истинные заселенности локальных состояний не будут равновесными в режимах PFC, NFC и ZFC, причем они будут зависеть как от значения самой температуры, так и от соотношения между скоростью ее изменения и релаксационными параметрами (4). Изменение неравновесных заселенностей локальных состояний $w_1(t)$ и $w_2(t)$ каждой частицы во времени можно определить с помощью тех же кинетических уравнений, которые описывали перемагничивание однодоменных частиц в переменном магнитном поле [2]:

$$\frac{dw_{1,2}(t)}{dt} = \pm [p_{21}(t)w_2(t) - p_{12}(t)w_1(t)], \quad (6)$$

за тем исключением, что входящие в эти уравнения релаксационные параметры будут зависеть не от напряженности переменного поля, а от меняющейся во времени температуры, $p_{12,21}(t) \equiv p_{12,21}(H, \theta, T(t))$, то есть определяются выражением (4) и скоростью изменения температуры. В предположении, что скорость изменения температуры в эксперименте постоянна, то есть температура меняется линейно со временем

$$T(t) = T_0 + (\Delta T/\Delta t)t, \quad (7)$$

и с учетом нормировки заселенностей $w_1(t) + w_2(t) = 1$ систему уравнений (6) можно заменить одним уравнением

$$\frac{d\tilde{w}_j(T)}{dT} = -\tilde{p}_j(T) [\tilde{w}_j(T) - \tilde{w}_j^{(0)}(T)] \quad (8a)$$

для разности заселенностей локальных состояний j -й частицы с заданным направлением легкой оси θ_j :

$$\tilde{w}_j(T) = w_1(H, \theta_j, T) - w_2(H, \theta_j, T), \quad (8b)$$

при этом $\tilde{w}_j^{(0)}(T)$ – разность равновесных заселенностей (5) для j -й частицы, а параметр

$$\tilde{p}_j(T) = [p_{12}(H, \theta, T) + p_{21}(H, \theta, T)]/(\Delta T/\Delta t) \quad (8c)$$

играет роль скорости релаксации по температуре. Уравнения (8) необходимо дополнить начальными условиями, которые как раз и задаются разными режимами охлаждения системы:

$$\tilde{w}_j(T_0) = 1, \quad 0, \quad -1 \quad (9)$$

для режимов PFC, ZFC, NFC, соответственно (предполагается, что состояние 1 соответствует абсолютному минимуму энергии при нагреве в поле).

Нелинейные уравнения (8) с граничными условиями (9) относительно несложно решаются путем численных расчетов, а зная $\tilde{w}_j(T)$, можно определить намагниченность группы частиц с заданным направлением легкой оси:

$$M(T, \theta) \equiv M_j(T) = M_0(T)[(1 + \tilde{w}_j(T)) \cos \phi_{1j}(H) + (1 - \tilde{w}_j(T)) \cos \phi_{2j}(H)]/2, \quad (10)$$

где $\phi_{1j}(H)$ и $\phi_{2j}(H)$ – угловые положения локальных минимумов энергии, которые рассчитываются независимо из уравнения (1) по схеме, изложенной в работе [7], а $M_0(T)$ описывает температурную зависимость намагниченности ферромагнитной частицы. Тогда намагниченность ансамбля хаотически ориентированных, невзаимодействующих частиц определяется очевидным выражением:

$$M(T) = \int M(T, \theta) \sin \theta d\theta. \quad (11)$$

Здесь и далее мы будем записывать удельную намагниченность, нормированную на число частиц N .

С помощью выражений (4)–(11) можно рассчитать температурные зависимости намагниченности ансамбля наночастиц для произвольных значений параметров системы (K, M_0, V, p_0) при заданных значениях внешних параметров ($H, T_0, \Delta T/\Delta t$) и режиме охлаждения. На рис.2 показаны типичные кривые

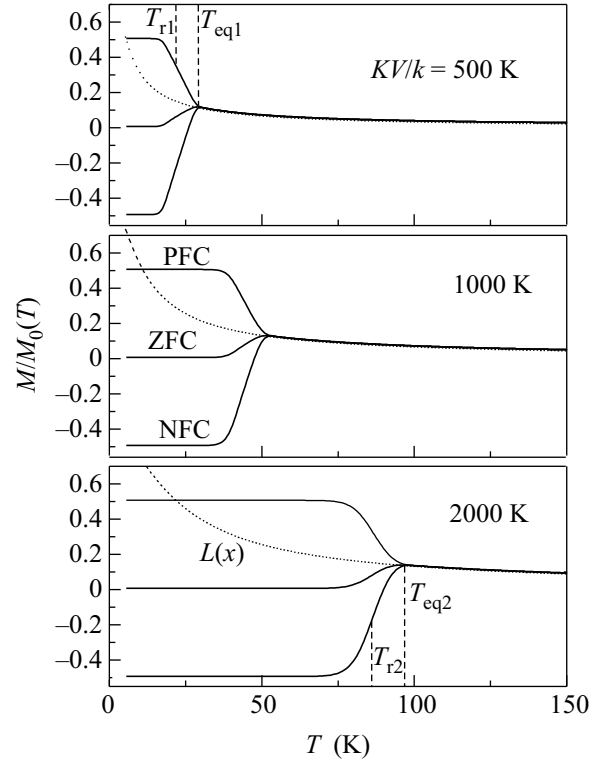


Рис.2. Температурные зависимости намагниченности ансамбля наночастиц с разными размерами в разных режимах PFC, ZFC и NFC (сплошные линии), рассчитанные в обобщенной модели СВ ($h = 0.01, \tilde{p}_0 = 1$ ГГц/К). Здесь и ниже пунктирные линии – кривые ланжевенской намагниченности для заданного набора параметров, рассчитанные по формуле (3)

для режимов PFC, ZFC и NFC, рассчитанные по описанной выше схеме в зависимости от энергии анизотропии KV (объема частиц) для заданных значений эффективного релаксационного параметра

$$\tilde{p}_0 = p_0/(\Delta T/\Delta t) \quad (12)$$

и эффективного магнитного поля

$$h = HM_0/2K,$$

введенного Стонером-Вольфартом [7]. Как видно из этого рисунка, с ростом температуры проявляются

отмеченные выше качественные особенности намагничивания ансамбля частиц в разных режимах. При низких температурах частицы находятся в замороженном неравновесном состоянии, заданном режимом охлаждения, и высокий энергетический барьер

$$U_0(H, \theta) = KVf(H, \theta) \quad (13)$$

($f(H, \theta)$ – функция, определяемая уравнением (1)) экспоненциально затрудняет перезаселение локальных уровней энергии в соответствии с их равновесной заселенностью (5). В слабых магнитных полях ($h \ll 1$) $f(H, \theta) \approx 1$ (см. ниже) и релаксационные процессы начинают играть существенную роль лишь в диапазоне температур в окрестности

$$T_r \approx \frac{KV}{k(1 + \ln(\tilde{p}_0 \Delta T))} \quad (14)$$

(ΔT – шаг по температуре в измерениях), что и определяет область резкого изменения формы кривых на рис.2 для разных режимов охлаждения в зависимости от объема частиц. Сравнение этих кривых с экспериментальными (рис.1) показывает, что температурный диапазон перехода от неравновесного к равновесному состоянию на последних существенно шире, что определяется вполне естественным распределением физических параметров в исследуемом образце, например, распределением наночастиц по объему $P(V, \sigma_V)$, ширину которого σ_V характеризуют кривые на рис.2. В этом случае для средней намагниченности ансамбля частиц СВ имеем:

$$\bar{M}(T) = \int M(T)P(V, \sigma_V)dV. \quad (15)$$

Описанный выше формализм, в принципе, позволяет провести подгонку экспериментальных кривых, показанных на рис.1, и определить значения параметров K , M_0 , V , σ_V и p_0 в исследуемом образце, но в этой задаче сразу возникает целый ряд проблем. Одна из них заключается в том, что, как видно из выражения (14), температурный диапазон резкого изменения формы кривых намагниченности зависит от отношения энергии анизотропии (объема) к скорости релаксации, что предопределяет сильную корреляцию значений параметров p_0 и KV . (При этом корреляция между K и V не столь велика, поскольку равновесные заселенности (5) определяются только константой анизотропии или параметром h .) Единственный выход в такой ситуации – анализ большего набора экспериментальных данных, например, температурных зависимостей намагниченности для разных значений напряженности внешнего поля [5]. Однако эта задача требует отдельного и, прежде всего, качественного анализа.

Здесь мы ограничимся лишь еще одним качественным аспектом, а именно, анализом высокотемпературного режима намагничивания. Как отчетливо видно на рис.2, в слабых магнитных полях при $T > T_{eq}$ намагниченность ансамбля частиц слабо отличается от ланжевеновской намагниченности (3). Этот факт хорошо известен в литературе и получил название суперпарамагнитного поведения однодоменных частиц [17, 18]. С ростом напряженности внешнего поля отклонение намагниченности ансамбля частиц СВ от ланжевеновского поведения увеличивается (рис.3а), что само по себе неудивительно и, очевидно, связано с наличием магнитной анизотро-

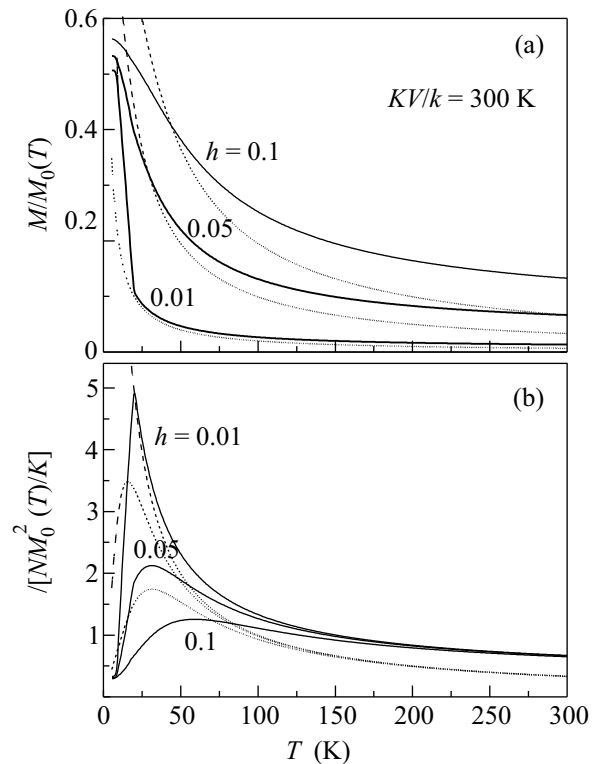


Рис.3. Температурные зависимости намагниченности (а) и восприимчивости (б) ансамбля наночастиц в режиме PFC и нагреве в разных магнитных полях $h = 0.01, 0.05, 0.1$ (сплошные линии), рассчитанные в обобщенной модели СВ ($\tilde{p}_0 = 1$ ГГц/К, $KV/k = 300$ К)

пии (1). А вот чему действительно стоит удивиться, так это поведению магнитной восприимчивости в разных магнитных полях при высоких температурах. Как видно на рис.3б, характер высокотемпературной зависимости восприимчивости не зависит от напряженности внешнего поля в полной аналогии с поведением ланжевеновской восприимчивости при высоких температурах, но при этом и форма этих зависимостей и значения восприимчивости заметно отличаются

ся. На самом деле, поведение магнитной восприимчивости такого рода уже наблюдалось в экспериментах на наночастицах Ni разного размера (см. рис.5, 7 и 9 в [5]), но ему не придали большого значения.

Для выяснения качественного характера функциональных зависимостей, наблюдаемых на рис.3, рассмотрим предельный случай слабых магнитных полей ($h \ll 1$) и высоких температур ($kT \gg KV$), когда заселенности состояний становятся равновесными, $\tilde{w}_j(T) \approx \tilde{w}_j^{(0)}(T)$. Несложный анализ выражения (1) в этом пределе показывает, что с точностью до линейных членов по h

$$E_{1,2}^{(\min)}(H, \theta) \approx -KV(1 \pm 2h \cos \theta), \quad (16a)$$

$$E_{1,2}^{(\max)}(H, \theta) \approx \pm 2hKV \sin \theta,$$

$$\phi_1 \approx \theta - h \sin \theta, \quad \phi_2 \approx \pi - \theta - h \sin \theta. \quad (16b)$$

С помощью этих выражений нетрудно получить разность равновесных заселенностей для частиц с заданным направлением легкой оси θ :

$$\tilde{w}_j^{(0)}(T) \approx x(T) \cos \theta, \quad (17)$$

где $x(T) \ll 1$ – параметр Ланжевена (3b), намагниченность этой группы частиц

$$M_j(T) = M_0(T)[h \sin^2 \theta + \tilde{w}_j^{(0)}(T) \cos \theta], \quad (18)$$

а значит, и результирующую намагниченность ансамбля частиц:

$$\begin{aligned} \bar{M}(T) &= \frac{1}{3} M_0(T)[2h + \bar{x}(T)] = \\ &= M_0(T) \left(\frac{HM_0(T)}{3K} + \frac{HM_0(T)\bar{V}}{3kT} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

где \bar{V} – средний объем частиц. Второй член в круглых скобках (19) есть не что иное, как классический высокотемпературный предел функции Ланжевена в (3a), тогда как первый член, зависящий от температуры только через намагниченность насыщения ферромагнитных частиц $M_0(T)$, определяет асимптотическое стремление нормированной намагниченности ансамбля частиц к константе в пределе высоких температур (см. рис.3a).

Из выражения (19) также следует, что магнитная восприимчивость ансамбля однодоменных частиц в пределе высоких температур не зависит от приложенного поля и также стремится к константе:

$$\chi(T) = \frac{NM_0^2(T)}{3K} \left(1 + \frac{K\bar{V}}{kT} \right), \quad (20)$$

что качественно объясняет не только универсальное асимптотическое поведение кривых на рис.3b, но и

выбранную нормировку восприимчивости для заданных параметров. Наиболее четко этот эффект и его качественное отличие от идеального суперпарамагнетизма видны на рис.4, где приведено классическое представление температурной зависимости обратной

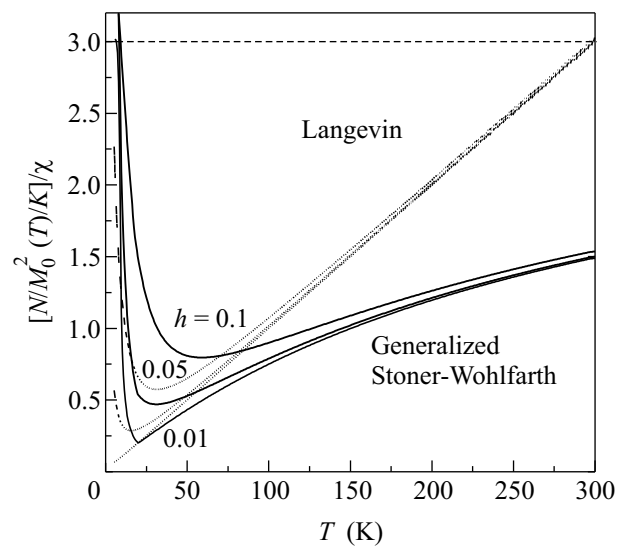


Рис.4. Температурные зависимости обратной восприимчивости ансамбля наночастиц для того же набора параметров, что и на рис.3. Асимптотический предел в обобщенной модели СВ показан пунктирной прямой

восприимчивости. На мой взгляд, не менее четкое проявление этого эффекта в виде “выполживания” экспериментальных кривых температурной зависимости восприимчивости магнитных наночастиц Ni при высоких температурах наблюдается на рис.9 в [5].

В заключение отмечу, что представленная здесь обобщенная модель СВ может быть легко модифицирована для описания взаимодействующих однодоменных частиц в рамках приближения среднего поля [14, 15, 19], что существенно расширит область ее применения для анализа экспериментальных данных. В то же время нельзя не учитывать, что более точные модели [8–10] могут в значительной степени скорректировать результаты анализа в обобщенной модели СВ, хотя, как показывает мой опыт [10], качественные особенности должны в той или иной степени сохраняться и в более совершенных моделях. Что же касается наиболее яркого эффекта, асимптотического поведения намагниченности и восприимчивости в пределе высоких температур, то, с одной стороны, он может маскироваться на экспериментальных кривых температурной зависимостью намагниченности самих ферромагнитных частиц $M_0(T)$, но, с другой стороны, он может иметь непосредственное отноше-

ние к эффективным дублетам линий, наблюдаемым в мессбауэровских спектрах магнитных наночастиц при высоких температурах [10], а также дать объяснение их магнитной природы.

Я благодарен профессору Ю. Гессе, который фактически инициировал мои исследования в этом направлении, доктору Х. Бремерс за предоставленные экспериментальные данные и Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку этой работы (грант # 05-02-16297).

1. J. Hesse, T. Graf, M. Korsecwicz et al., *Hyperfine Interact.* **113**, 499 (1998).
2. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, Ю. Гессе, *ЖЭТФ* **116**, 1001 (1999).
3. B. Rellinghaus, S. Stappert, M. Acet, and E.F. Wassermann, *J. Magn. Magn. Mater.* **266**, 142 (2003).
4. J. Du, B. Zhang, R. K. Zheng, and X. X. Zhang, *Phys. Rev. B* **75**, 014415 (2007).
5. J. Hesse, H. Bremers, O. Hupe et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **212**, 153 (2000).
6. O. Michele, J. Hesse, H. Bremers et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, 427 (2004).
7. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Royal Soc. London A* **240**, 599 (1948).
8. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935); T. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
9. T. Schrefl, *J. Magn. Magn. Mat.* **207**, 45 (1999).
10. М. А. Чуев, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 668 (2006).
11. L. Néel, *Ann. Geophys.* **5**, 99 (1949).
12. W. F. Brown, Jr., *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
13. J. L. Dormann, F. D'Orazio, F. Lucari et al., *Phys. Rev. B* **53**, 14291 (1996); E. Tronc, A. Ezzir, R. Cherkaoui et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **221**, 63 (2000); P. Jönsson, M. F. Hansen, and P. Nordblad, *Phys. Rev. B* **61**, 1261 (2000); P. Jönsson, M. F. Hansen, P. Svedlindh, and P. Nordblad, *J. Magn. Magn. Mater.* **226–230**, 1315 (2001); O. Cador, F. Grasset, H. Haneda, and J. Etournea, *J. Magn. Magn. Mater.* **268**, 232 (2004).
14. O. Michele, J. Hesse, and H. Bremers, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 4921 (2006).
15. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, и Ю. Гессе, *Phys. Rev. B* **56**, 5489 (1997).
16. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, Ю. Гессе, *ЖЭТФ* **113**, 1799 (1998).
17. C. P. Bean, *J. Appl. Phys.* **26**, 1381 (1955).
18. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971.
19. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 112 (2001); М. А. Чуев, О. Hupe, А. М. Афанасьев et al., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 656 (2002).