

# Мессбауэровские спектры магнитных наночастиц в модели непрерывной диффузии и прецессии однородной намагниченности

М. А. Чуев<sup>1)</sup>

Физико-технологический институт РАН, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 мая 2006 г.

На основе кинетического уравнения Брауна разработан формализм для описания мессбауэровских спектров магнитных наноматериалов в условиях непрерывного релаксационного процесса с учетом диффузии и прецессии однородной намагниченности в поле магнитной анизотропии наночастиц. Такое обобщение релаксационной модели не только позволяет включить в рассмотрение физические механизмы формирования магнитной сверхтонкой структуры, присущие системе однодоменных магнитных наночастиц, но и объясняет качественные особенности, наблюдающиеся в экспериментальных спектрах, в частности, появление в них, наряду со стандартными магнитными секстетамми линий ядер  $^{57}\text{Fe}$ , дублетов линий магнитной природы.

PACS: 61.18.Fs, 61.46.+w, 71.70.Gm, 75.60.Jp, 76.80.+y

Высокая эффективность мессбауэровской спектроскопии в исследованиях магнитных и структурных свойств современных магнитных наноматериалов на основе железа была продемонстрирована в целом ряде работ (см., например, [1–7]). Такие материалы состоят из кристаллических зерен  $\alpha\text{-Fe}$  нанометрового размера (наночастиц), погруженных в аморфную магнитную матрицу, а мессбауэровские спектры представляют собой суперпозицию хорошо разрешенной (при низких температурах) сверхтонкой магнитной структуры (магнитного секстета для ядер  $^{57}\text{Fe}$ ), соответствующей наночастицам, и сильно размытой магнитной компоненты, обычно приписываемой аморфной матрице (см. рис.1).

Теоретические модели, используемые для анализа спектров такого рода и их эволюции с температурой, базируются на двух качественно разных, но одинаково широко распространенных подходах. В первом – вводят в рассмотрение непрерывные распределения величины сверхтонкого поля  $H_{hf}$  на ядре [8], и основным преимуществом этого подхода является простота его компьютерной реализации, поскольку он не требует априорной информации о форме искомых распределений. Использование этого метода, а также его усовершенствованного варианта для определения количественных характеристик искомых распределений [9] для анализа спектров магнитных наноматериалов позволяет, отчасти формально, восстанавливать температурную эволюцию формы распределения  $H_{hf}$  для наночастиц и аморфной фазы, а также оценивать

характеристики так называемых интерфейсных зон между ними [1–4].

В другом, более физическом, подходе магнитные наноматериалы рассматривают как системы однородно намагниченных однодоменных частиц, суммарный магнитный момент которых может релаксировать между локальными состояниями частицы, которые определяются магнитной анизотропией [5–7]. Поскольку размер частиц в этих материалах довольно мал (5–10 нм), время релаксации магнитного момента каждой отдельной частицы может попадать в мессбауэровское временное окно ( $10^{-11}$ – $10^{-6}$  с для ядер  $^{57}\text{Fe}$ ), и суперпарамагнитная релаксация может оказаться решающим фактором в реализации той или иной формы спектра поглощения. Простейшей и, соответственно, наиболее широко распространенной моделью для описания релаксационных мессбауэровских спектров является двухуровневая модель релаксации [10], согласно которой магнитный момент отдельной частицы случайным образом меняет во времени свое направление на обратное, оставаясь параллельным оси легчайшего намагничивания частицы, определяемой аксиальной магнитной анизотропией с плотностью энергии

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

где  $K$  – константа магнитной анизотропии и  $\theta$  – угол между направлением магнитного момента частицы и осью симметрии. При этом вероятности перехода в единицу времени из одного состояния в другое обычно описываются формулой Нееля [11]:

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

<sup>1)</sup>e-mail: chuev@ftian.oivta.ru

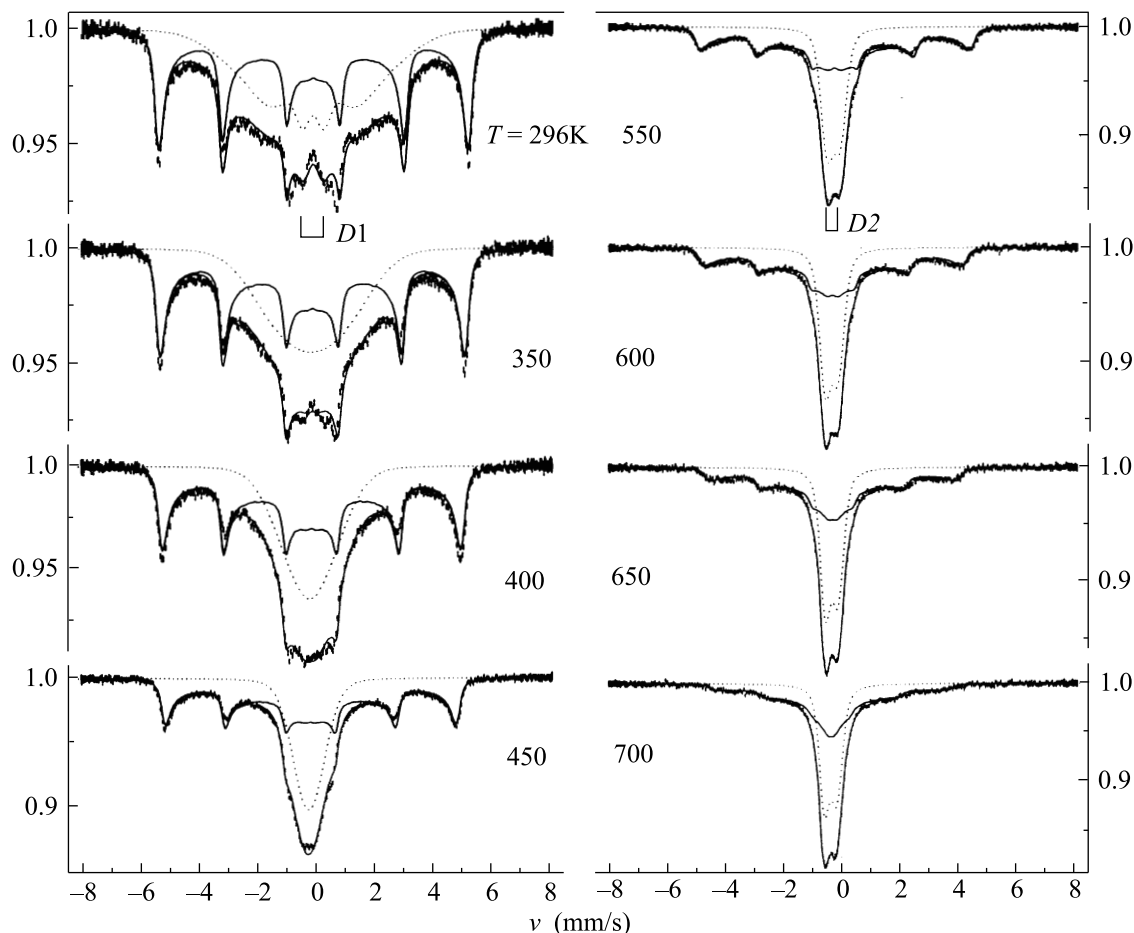


Рис.1. Температурная эволюция мессбауэровских спектров (вертикальные штрихи) ядер  $^{57}\text{Fe}$  в нанокристаллическом магнитном сплаве  $\text{Fe}_{79}\text{Cu}_1\text{Nb}_7\text{B}_{13}$ . Парциальные спектры наночастиц (сплошные линии) рассчитаны в рамках обобщенной двухуровневой модели релаксации наночастиц, а парциальный вклад аморфной фазы (точки) – в рамках гауссовского распределения  $H_{hf}$  (слева) или эффективного дублета линий (справа) [6, 7]

где  $p_0$  – некая константа,  $V$  – объем частицы,  $T$  – температура,  $k$  – константа Больцмана. В течение длительного времени делаются многочисленные попытки уточнения предэкспоненциального множителя в (2) и определения его зависимости от температуры и размера частиц [12, 13]. В случаях, когда эволюция формы спектров с температурой не укладывается в рамки этой модели (в частности, наличие асимметричных линий с резкими внешними и сильно размытыми к центру спектра внутренними фронтами типа изображенных на рис.1), в ней дополнительно учитывают либо непрерывные распределения  $H_{hf}$  и/или непрерывную диффузию вектора магнитного момента наночастицы по телесному углу [14–16], либо взаимодействие между частицами [6, 7, 17].

В рамках перечисленных выше релаксационных моделей расчет мессбауэровских спектров базируется на стохастическом подходе Андерсона [18], в со-

ответствии с которым форма спектра поглощения гамма-кванта с энергией  $E = \hbar\omega$  при наличии сверхтонкого поля на ядре  $\mathbf{H}_{hf}$  описывается следующим общим выражением [10, 14–17]:

$$\sigma(\omega) = -\frac{\sigma_a \Gamma_0}{2} \text{Im} \sum_{\alpha} |C_{\alpha}|^2 \langle W | \hat{A}_{\alpha}^{-1}(\omega) | 1 \rangle, \quad (3)$$

где  $\sigma_{\alpha}$  – эффективная толщина поглотителя,  $\Gamma_0$  – ширина уровня возбужденного состояния ядра,  $\alpha = (M, m)$  нумерует сверхтонкие переходы с проекциями спина ядра на направление сверхтонкого поля  $m$  и  $M$  для основного и возбужденного состояний, соответственно, коэффициенты  $C_{\alpha}$  определяют интенсивности соответствующих переходов,  $\langle W |$  и  $| 1 \rangle$  – вектор заселенности и единичный столбец стохастических состояний, а

$$\hat{A}_{\alpha}(\omega) = \omega - \hat{\omega}_{\alpha} + i\hat{P} + i\Gamma_0/2, \quad (4)$$

$\hat{\omega}_\alpha$  – диагональная матрица сверхтонкого взаимодействия, элементы которой соответствуют различным состояниям ядерной системы во флуктуирующем окружении,  $\hat{P}$  – релаксационная матрица. Для конкретной релаксационной модели, то есть для заданных элементов вектора  $\langle \hat{W} \rangle$ , а также матриц  $\hat{\omega}_\alpha$  и  $\hat{P}$ , по формуле (3) можно рассчитать спектр поглощения (см. рис.1).

Отметим, что наряду с магнитными секстетами в спектрах магнитных наноматериалов очень часто проявляются в четком виде дублиты линий ( $D1$  и  $D2$  на рис.1), которые обычно приписывают наличию квадрупольного сверхтонкого взаимодействия в присутствии градиента электрического поля на ядре. Однако такая трактовка зачастую выглядит весьма искусственной, например, дублет  $D1$  с величиной расщепления линий  $\Delta_1 \approx 0.74$  мм/с реализуется только при низких температурах, тогда как дублет  $D2$  с величиной  $\Delta_2 \approx 0.41$  мм/с – в довольно широком температурном интервале и формально соответствует ядрам железа в аморфной фазе выше ее температуры упорядочения, но в то же время квадрупольное расщепление в обеих магнитных компонентах спектров при низких температурах полностью отсутствует. Такое поведение наводит на мысль, что наблюдаемые дублиты имеют не электрическую, а скорее магнитную природу.

И действительно, недавно был обнаружен еще один нетривиальный механизм формирования сверхтонкой структуры мессбауэровских спектров магнитных наноматериалов – качественная трансформация спектров поглощения в сверхтонком поле, вращающемся вокруг некоторой оси вследствие прецессии магнитных моментов наночастиц в поле магнитной анизотропии [19]. Необходимость учета такой прецессии в мессбауэровской спектроскопии давно осознана, однако ранее предполагалось, что характерная частота прецессии магнитного момента частицы  $\Omega$  много больше частоты прецессии ядерного спина в сверхтонком поле. В этом случае влияние быстрого вращения сводится только к эффективному уменьшению величины сверхтонкого поля [15–17, 20, 21]:

$$\bar{H}_{hf}(\theta) = H_{hf} \cos \theta n_z, \quad (5)$$

где  $n_z$  – единичный вектор вдоль оси анизотропии, так что

$$\omega_\alpha(\theta) = \omega_\alpha(0) \cos \theta, \quad (6a)$$

$$\omega_\alpha(0) = M\omega_e - m\omega_g, \quad (6b)$$

$$\omega_{g,e} = -g_{g,e}\mu_N H_{hf}, \quad (6c)$$

$\mu_N$  – ядерный магнетон,  $g_g$  и  $g_e$  – ядерные  $g$ -факторы для основного и возбужденного состояний ядра. И да-

лее проводится соответствующее усреднение в (3) по равновесной заселенности стохастических состояний (направлений) магнитного момента наночастиц:

$$W(\theta) \propto \sin \theta \exp[-E(\theta)V/kT]. \quad (7)$$

Однако в работах [19] было отмечено весьма существенное обстоятельство, что частота прецессии магнитного момента, отклоненного на угол  $\theta$  относительно “легкой” оси, определяется очевидным выражением:

$$\Omega(\theta) = \Omega_0 \cos \theta, \quad (8)$$

где

$$\Omega_0 = -2\gamma KV/M_0, \quad (9)$$

$\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $M_0$  – намагниченность насыщения частицы, то есть всегда существует область углов  $\theta$ , в которой частота  $\Omega$  сравнима с частотами прецессии ядерных спинов в сверхтонком поле. В этом случае выражение (5) и основанные на нем стохастические модели [15–17, 20, 21] нуждаются в коррекции. Как показывают конкретные оценки, для магнитных частиц размером порядка нескольких нанометров параметр  $\Omega_0$  не сильно (всего на порядок) превосходит частоты прецессии ядерного спина в сверхтонком магнитном поле, и учет конечности  $\Omega$  приводит к кардинальной перестройке магнитной сверхтонкой структуры мессбауэровских спектров, в частности, наряду с магнитным секстетом могут формироваться парциальные (по углам  $\theta$ ) спектры из 5, 4, 3 и даже двух (магнитный дублет) линий [19].

Очевидно, что такая нетривиальная качественная трансформация сверхтонкой структуры должна в существенной степени модифицировать упомянутые выше стандартные схемы анализа экспериментальных мессбауэровских спектров магнитных наноматериалов, например, показанных на рис.1, и настоятельно требует развития общего формализма для расчета спектров этих материалов в условиях непрерывного релаксационного процесса с учетом диффузии и прецессии однородной намагниченности в поле магнитной анизотропии наночастиц. Основные идеи такого подхода, а также способы его реализации и будут изложены в настоящей работе.

Стандартная теория релаксации однородной намагниченности  $\mathbf{M}$  статистического ансамбля ферромагнитных однодоменных частиц, развитая Брауном еще в начале 60-х годов [12], базируется на “уравнении Ланжевена”, описывающем стохастическую переориентацию вектора  $\mathbf{M}$  при наличии быстро флуктуирующего “хаотического поля”  $\mathbf{h}(t)$ :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma\mathbf{M} \times \left[ -\frac{1}{M_0} \nabla E(\theta, \phi) - \eta \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \mathbf{h}(t) \right], \quad (10)$$

$\eta$  – коэффициент диссипации. В предположении стационарности и изотропии стохастического процесса  $\mathbf{h}(t)$ :

$$\langle h_i(t) \rangle = 0, \quad (11a)$$

$$\langle h_i(t) h_j(t + \tau) \rangle = \mu \delta_{ij} \delta(\tau), \quad (11b)$$

Браун получил кинетическое уравнение для плотности вероятности (заселенности)  $W(\theta, \phi)$  состояний с заданным направлением  $\mathbf{M}$ :

$$\partial W / \partial t = -\hat{P}W, \quad (12)$$

где

$$\hat{P} = -D \left[ \Delta - \frac{V}{kT} \nabla(\nabla E(\theta, \phi)) \right] - \frac{\gamma}{M_0} \nabla \left( \frac{\mathbf{M}}{M_0} \times \nabla E(\theta, \phi) \right) \quad (13)$$

– оператор диффузии в представлении [22], а коэффициент диффузии удовлетворяет соотношению Эйнштейна:

$$D = \gamma \eta kT / V M_0 = \gamma \mu / 2 M_0. \quad (14)$$

Релаксационный оператор (13) имеет вид оператора Фоккера–Планка, а его члены последовательно описывают изотропную диффузию, снос в направлении локальных минимумов энергии анизотропии и прецессию вокруг “легких” осей, при этом равновесное состояние ансамбля частиц описывается распределением Гиббса

$$W(\theta, \phi) \propto \exp[-E(\theta, \phi) V / kT]. \quad (15)$$

В случае аксиальной симметрии (1), когда заселенности состояний  $W(\theta)$  и элементы матрицы  $\hat{P}$  не зависят от азимутального угла  $\phi$ , последний член в операторе (13) исчезает и уравнение (12) становится одномерным. В такой ситуации прецессию можно не учитывать при расчете времени магнитной релаксации [12], однако сама прецессия намагниченности с угловой частотой (8) не исчезает, и ее необходимо учитывать при расчете зависящего от времени сверхтонкого взаимодействия. Именно поэтому в общем случае непрерывного релаксационного процесса с учетом диффузии и прецессии стандартное выражение (3) не годится для расчета спектра поглощения. В принципе, соответствующее обобщение формулы (3) можно провести в соответствии с результатами работ [23], где была развита теория мессбауэровских спектров для случая  $\mathbf{H}_{hf}(t)$ , периодически меняющегося во времени вдоль произвольной траектории. В таком случае для расчета спектров необходимо вместо матрицы  $\hat{\omega}_\alpha$  вводить в рассмотрение лиувиллевские супероператоры сверхтонкого взаимодействия, операторы

хронологического упорядочения и интегрирование по времени для описания прецессии [23]. Не так трудно выписать общее выражение для спектра поглощения в этом случае, но основные проблемы анализа будут связаны с оптимизацией вычислительной процедуры, что представляет собой отдельную задачу.

Здесь мы ограничимся рассмотрением наиболее простого случая, когда в термодинамическом равновесии заселенными оказываются лишь состояния с высокими частотами прецессии однородной намагниченности, то есть

$$|\Omega(\theta)| \gg |\omega_{g,e}|. \quad (16)$$

Как видно из выражений (7)–(9), для реальных наночастиц с размером порядка нескольких нанометров ( $\Omega_0 \approx 1$  ГГц,  $KV/k \approx 1000$  К) такая ситуация реализуется при достаточно низких температурах ( $KV \gg kT$ ) в довольно широкой области углов  $\theta$  в окрестности “легкой” оси. При выполнении условия (16) спектр поглощения в условиях непрерывной диффузии и прецессии можно снова рассчитать по формуле (3), поскольку в этом случае влияние вращения сводится лишь к перенормировке ядерных  $g$ -факторов [19]:

$$\tilde{g}_{g,e}(\theta) \approx g_{g,e} \left( 1 - \frac{\omega_{g,e}}{2\Omega_0} \tan^2 \theta \right), \quad (17a)$$

так что для эффективных констант сверхтонкого расщепления в основном и возбужденном состояниях ядра вместо (6с) имеем

$$\tilde{\omega}_{g,e}(\theta) = -\tilde{g}_{g,e}(\theta) \mu_N H_{hf} \cos \theta, \quad (17b)$$

а для элементов матрицы  $\hat{\omega}_\alpha$

$$\tilde{\omega}_\alpha(\theta) = M \tilde{\omega}_e(\theta) - m \tilde{\omega}_g(\theta). \quad (17c)$$

Отметим, что нетривиальная трансформация магнитной сверхтонкой структуры при изменении эффективных  $\tilde{g}$ -факторов (17а) за счет вращения обусловлена различием исходных ядерных  $g$ -факторов для ядер  $^{57}\text{Fe}$ .

Для построения релаксационной модели в этом случае будем использовать квантово-механическое описание наночастицы с полным спином  $S$  и  $(2S + 1)$  возможными состояниями проекции  $S_z$ , тогда вероятность переходов между этими состояниями в единицу времени можно определить в предположении, что релаксация связана с поперечными компонентами случайного поля (11) [15]:

$$\begin{aligned} p(S_z, S_z + 1) &= D |\langle S_z | S_- | (S_z + 1) \rangle|^2 = \\ &= D [S(S + 1) - S_z(S_z + 1)]. \end{aligned} \quad (18)$$

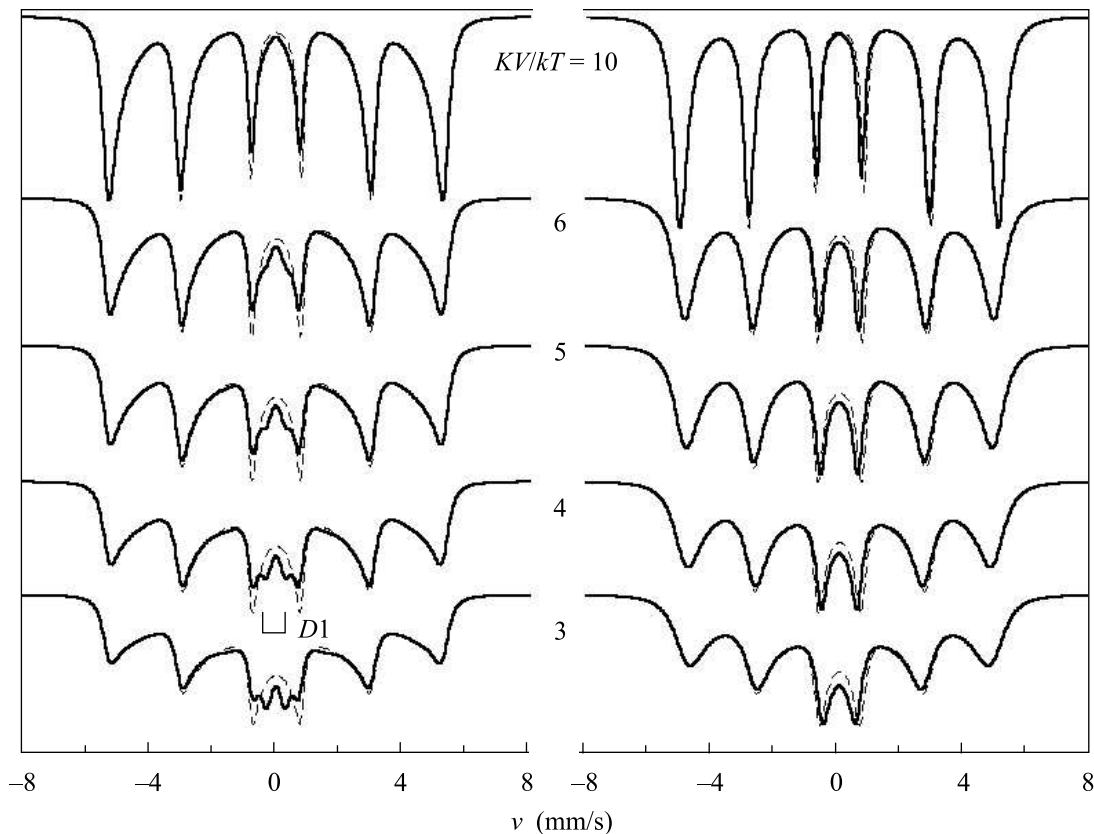


Рис. 2. Мессбауэровские спектры ядер  $^{57}\text{Fe}$  в магнитных наночастицах ( $H_{hf} = 330$  кЭ,  $S = 1000$ ), рассчитанные в модели непрерывной диффузии с  $D = 0.01$  мм/с (слева),  $0.1$  мм/с (справа) и прецессии с конечной частотой  $\Omega_0/2\pi = -0.25$  ГГц (сплошные линии). Соответствующие спектры наночастиц в пределе быстрой прецессии ( $|\Omega_0| \gg |\omega_e|, |\omega_g|$ ) показаны штриховыми линиями

В этом случае релаксационная матрица  $\hat{P}$  становится трехдиагональной:

$$P_{ii\pm 1} = p_{ii\pm 1} f_{ii\pm 1}, \quad (19a)$$

$$f_{ij} = \begin{cases} \exp[-(E_j - E_i)V/kT], & E_j > E_i \\ 1, & E_j < E_i \end{cases}, \quad (19b)$$

$$P_{ii} = -P_{ii-1} - P_{ii+1}, \quad (19c)$$

$i = 1, \dots, 2S + 1$ , скорости переходов  $p_{ii+1}$  определяются выражением (18), а энергии состояний

$$E_i = -Kc_i^2, \quad (20)$$

где

$$c_i = \cos \theta = (S - i + 1)/S. \quad (21)$$

И, наконец, спектр поглощения для заданных параметров  $H_{hf}$ ,  $KV/kT$ ,  $D$  и  $\Omega_0$  можно рассчитать по формулам (3) и (4), где

$$W_i = C \exp(-E_i V/kT), \quad (22a)$$

нормировочная константа  $C$  задана условием

$$\sum_i W_i = 1, \quad (22b)$$

а элементы диагональной матрицы  $\hat{\omega}_\alpha$  определяются выражениями (17) и (21). Поскольку релаксационная матрица (19) включает переходы между всеми возможными состояниями проекции  $S_z$  или ориентациями однородной намагниченности частицы, всегда будет существовать набор состояний (с малыми  $S_z$ ), когда условие (16) не выполняется, так что элементы диагональной матрицы  $\hat{\omega}_\alpha$  для этих состояний будут определяться не эффективными константами (17), а исходными выражениями (6). Выбор такого приближения оправдывается двумя обстоятельствами: во-первых, при достаточно низких температурах ( $KV \gg kT$ ) эти состояния слабо заселены, а, во-вторых, плотность этих состояний в окрестности полового максимума энергии анизотропии (1) довольно высока, так что даже слабая релаксация между ними будет приводить к эффективному усреднению (5).

На рис.2 представлены типичные спектры поглощения, рассчитанные в модели непрерывной диффузии и прецессии однородной намагниченности по описанной выше схеме в зависимости от эффективного энергетического барьера  $KV/kT$  и константы диффузии  $D$ . Отметим, что суммарный спин в магнитных наночастицах составляет величину порядка 1000, так что релаксационная матрица (19) и результирующая матрица (4) имеют ранг  $N = 2S + 1$  того же порядка, однако в силу специального вида этих матриц (они – трехдиагональные) расчет спектра поглощения по формуле (3) сводится к решению системы линейных уравнений с числом операций порядка  $N$  и выполняется на персональном компьютере за время меньше 1 с.

Как видно на рис.2, влияние прецессии с конечной частотой (8) наиболее сильно сказывается в режиме медленной релаксации, когда форма спектров определяется главным образом равновесной заселенностью состояний (7), так что эффективные положения линий в спектре для разных прецессионных орбит определяются выражениями (17):

$$\tilde{\omega}_\alpha(\theta) \approx \omega_\alpha(0) \cos \theta (1 - \delta_\alpha \tan^2 \theta), \quad (23)$$

где

$$\delta_\alpha = (M\omega_e^2 - m\omega_g^2)/2\omega_\alpha(0)\Omega_0. \quad (24)$$

Несложный анализ последнего выражения с учетом конкретных значений ядерных  $g$ -факторов для ядер  $^{57}\text{Fe}$  ( $g_g = 0.18$ ,  $g_e = -0.10$ ) показывает, что максимальный эффект прецессии с конечной частотой (8) должен проявляться для внутренних линий ( $M = \pm 1/2 \rightarrow m = \mp 1/2$ ) эффективного магнитного секстета, что и демонстрирует рис.2. При этом для конкретных значений параметров модели могут реализоваться самые разнообразные формы центральной части спектра, а их отличие от стандартной формы, которая определяется выражением (5), будет тем сильнее, чем меньше параметр  $\Omega_0$ . В частности, как видно на рис.2, слева, для выбранного набора параметров в спектрах поглощения может реализоваться дублет  $D1$  чисто магнитной природы, который полностью соответствует дублету, наблюдаемому в экспериментальных спектрах нанокристаллического магнитного сплава при низких температурах (рис.1, слева).

С увеличением скорости релаксации качественные особенности формирования результирующей магнитной сверхтонкой структуры в условиях прецессии однородной намагниченности в существенной степени размываются, но влияние прецессии с конечной частотой (8) на форму спектров сохраняется

(рис.2, справа), так что оно должно учитываться при анализе экспериментальных данных. Естественно, что при анализе серии спектров, измеренных при разных температурах (рис.1), необходимо учитывать не только изменение эффективного энергетического барьера  $KV/kT$ , но и изменение константы диффузии  $D$  с температурой, так что подгонка экспериментальных данных позволит восстановить ее температурную зависимость.

Для проведения количественного анализа всей серии мессбауэровских спектров магнитного наноматериала, например, показанной на рис.1, необходимо разработать эффективную модель, учитывающую не только непрерывную диффузию и прецессию однородной намагниченности, но и взаимодействие наночастиц с окружением. Такую модель можно реализовать на основе феноменологического подхода к учету взаимодействия, развитого в [17], тем самым обобщая кинетическое уравнение Брауна (12), (13) на случай включения флуктуирующего “хаотического поля” (11) в исходное выражение (1) для плотности энергии магнитной анизотропии:

$$\langle E(\theta) \rangle = \langle -K \cos^2 \theta - \mathbf{h}(t)\mathbf{M}_0 \rangle. \quad (25)$$

Работа в этом направлении будет продолжена, но уже сейчас можно предположить, что наличие ненулевой среднеквадратичной амплитуды “хаотического поля” (11b) может приводить к остаточной намагниченности наночастиц в пределе быстрой релаксации, то есть к появлению эффективной магнитной сверхтонкой структуры с малой величиной  $H_{hf}$  в спектрах поглощения при высоких температурах, что и предопределяет магнитную природу эффективного дублета  $D2$ , наблюдаемого в экспериментальных спектрах (рис.1, справа).

Я благодарен Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку этой работы (грант # 05-02-16297).

1. M. Miglierini and J.-M. Grenèche, J. Phys.: Condens. Matter. **9**, 2303 (1997); M. Miglierini, I. Skorvanek, and J.-M. Grenèche, J. Phys.: Condens. Matter. **10**, 3159 (1998); M. Miglierini, P. Schaaf, I. Skorvanek et al., J. Phys.: Condens. Matter. **13**, 10359 (2001); S. Stankov, B. Sepiol, T. Kanuch, et al., J. Phys.: Condens. Matter. **17**, 3183 (2005).
2. K. Suzuki and J. M. Cadogan, Phys. Rev. B **58**, 2730 (1998).
3. O. Hupe, M. A. Chuev, H. Bremers et al., J. Phys.: Condens. Matter. **11**, 10545 (1999); O. Hupe, H. Bremers, J. Hesse et al., Nanostructured Mater. **12**, 581 (1999).

4. A. Hernando, *J. Phys.: Condens. Matter.* **11**, 9455 (1999).
5. T. Kemény, D. Kaptás, J. Balogh et al., *J. Phys. Condens. Matter.* **11**, 2841 (1999); J. Balogh, L. Vujdoso, D. Kaptás et al., *Phys. Rev. B* **61**, 4109 (2000).
6. М. А. Чуев, О. Нуе, А. М. Афанас'ев et al., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 656 (2002).
7. Н. П. Аксенова, М. А. Чуев, *Микроэлектроника* **34**, 334 (2005).
8. J. Hesse and H. Rübartsch, *J. Phys. E: Sci. Instr.* **7**, 526 (1974).
9. М. А. Чуев, О. Нуе, H. Bremers et al., *Hyperfine Interact.* **126**, 407 (2000).
10. Н. Н. Wickman, in *Mössbauer effect methodology*, Ed. I. J. Gruverman, v. 2, Plenum Press, New York, 1966.
11. L. Néel, *Ann. Géophys.* **5**, 99 (1949).
12. W. F. Brown, Jr., *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
13. W. T. Coffey, D. S. F. Crothers, Yu. P. Kalmykov et al., *Phys. Rev. B* **49**, 1869 (1994).
14. N. M. K. Reid, D. P. E. Dickson, and D. H. Jones, *Hyperfine Interact.* **56**, 1487 (1990).
15. D. H. Jones and K. K. P. Srivastava, *Phys. Rev. B* **34**, 7542 (1986).
16. J. van Lierop and D. H. Ryan, *Phys. Rev. B* **63**, 064406 (2001).
17. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 112 (2001).
18. P. W. Anderson, *J. Phys. Soc. Jpn.* **9**, 316 (1954).
19. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 489 (2003); *Доклады АН* **390**, 750 (2003); А. М. Афанас'ев and М. А. Чуев, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 4827 (2003).
20. S. Mørup, *Hyperfine Interact.* **90**, 171 (1994).
21. Г. Н. Белозерский, Б. С. Павлов, *ФТТ* **25**, 1690 (1983).
22. А. М. Афанасьев, В. Е. Седов, *Доклады АН СССР* **289**, 1350 (1986).
23. А. М. Афанас'ев, М. А. Чуев, and J. Hesse, *Phys. Rev. B* **56**, 5489 (1997); А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, Ю. Гессе, *ЖЭТФ* **113**, 1799 (1998); *ЖЭТФ* **116**, 1001 (1999).