

УДК 550.382.3

О МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И ВЯЗКОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОДНОДОМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЗЕРЕН

© 2000 г. В. П. Щербаков¹, Б. Е. Ламаш², Н. К. Сычева¹

¹Геофизическая обсерватория «Борок» ОИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН

²Дальневосточный государственный университет, г. Владивосток

Поступила в редакцию 11.09.98 г.

Проведены численные расчеты магнитной восприимчивости с использованием Больцмановской статистики для ансамбля с малым числом однодоменных (ОД) частиц = (2-20) при относительной объемной концентрации с от с → 0% (нет взаимодействия) до 5% (сильно взаимодействующие частицы). Показано, что магнитостатическое взаимодействие практически не влияет на величину равновесной восприимчивости. Выполнено численное моделирование методом Монте-Карло процесса образования вязкой I_v и вязкой остаточной I_r намагниченностей в ансамбле 500 взаимодействующих ОД частиц, случайно разбросанных в немагнитной матрице. Проведено сравнение результатов моделирования с прямыми расчетами по Больцмановской статистике. Проанализирована кинетика приобретения этих видов намагниченности, найдено, что взаимодействие уже при $c > 0.5\%$ существенно увеличивает роль последствия, приводя к квазилогарифмической зависимости роста вязкой намагниченности (спада вязкой остаточной намагниченности) за счет резкого расширения спектра времен релаксации по сравнению со случаем невзаимодействующих частиц.

Ключевые слова: вязкая, намагниченность, моделирование, взаимодействие, однодоменные

Метод Монте-Карло в последнее время широко используется для анализа многочастичных систем, в частности, он применялся для исследования свойств термоостаточной намагниченности (TRM) [Shcherbakov et al., 1995; Щербаков, Сычева, 1997] и химической остаточной намагниченности (CRM) [Shcherbakov et al., 1996] взаимодействующих однодоменных (ОД) частиц, случайно разбросанных в немагнитной матрице. Известно, что использование этого метода требует определенной осторожности при оценке достоверности его результатов. Поэтому с методической стороны желательно провести такие расчеты с наиболее простыми видами намагниченностей, инициируемые термофлуктуационными процессами, т.е. с индуктивной, вязкой I_v и вязкой остаточной I_r намагниченностями. Такие расчеты имеют и самостоятельную ценность, поскольку вопрос о влиянии взаимодействия на величину этих видов намагниченностей и кинетику их приобретения в литературе детально не рассматривался. Здесь мы делаем попытку закрыть этот пробел, обращая при этом особое внимание на степень достоверности получаемых результатов.

Относительная простота физики приобретения индуктивной намагниченности заключается в том, что в этом случае намагничивание происходит при постоянных термодинамических параметрах, то есть температура T , объем v и магнит-

ный момент m зерен остаются постоянными. Это позволяет применить стандартные методы Больцмановской статистики для расчета равновесных термодинамических величин, среди которых особый интерес представляет магнитная восприимчивость k . Сложность же задачи заключается в том, что ансамбль магнитостатически взаимодействующих ОД частиц является типичным примером неупорядоченной системы и должен описываться методами теории спиновых стекол [Щербаков, Щербакова, 1977]. До появления мощных ЭВМ основным методом оценки магнитной восприимчивости k для взаимодействующих ОД частиц являлся метод среднего поля (МСП) типа метода Вейсса, но значительно осложненный необходимостью учитывать случайный характер полей взаимодействия ввиду хаотичности распределения частиц ферромагнетика в породе. Согласно МСП, восприимчивость взаимодействующих хаотически ориентированных одинаковых частиц

$$k = k_0 / (1 + 286c), \quad (1)$$

где $k_0 = \mu_0 m^2 n / 3kT$ – восприимчивость в отсутствие взаимодействия. Здесь n – число частиц в единице объема, c – объемная концентрация частиц, k – постоянная Больцмана, m – магнитная постоянная. Согласно (1), взаимодействие всегда снижает восприимчивость, и этот эффект очень заметен:

уже при $c \approx 1\%$ восприимчивость должна упасть в (3–4) раза. В действительности не совсем ясно, почему взаимодействие при диполь-дипольном взаимодействии непременно уменьшает κ .

Рассмотрим для простоты систему из двух идентичных ориентированных ОД зерен (рис. 1). Как видно из рисунка, при взаимном расположении частиц типа (а) “одна над другой” взаимодействие благоприятствует их параллельной ориентации, т.е. увеличивает восприимчивость. Если же частицы находятся “рядом” – случай (б) на рис. 1, то более выгодна их антипараллельная ориентация и восприимчивость, действительно, должна падать. Как обычно, предположим, что вторая частица распределена по всему объему с равной вероятностью, тогда результат зависит от того, какой из объемов – типа (а), благоприятствующий параллельной ориентации, или типа (б), благоприятствующий антипараллельной ориентации, превалирует. Для численной оценки суммарного эффекта воспользуемся распределением Больцмана, согласно которому средний магнитный момент такой двухчастичной системы:

$$\bar{m} = \frac{M_1 \exp\left(\frac{-M_1 H - V}{kT}\right) - M_1 \exp\left(\frac{M_1 H - V}{kT}\right) + M_2 \exp\left(\frac{-M_2 H + V}{kT}\right) - M_2 \exp\left(\frac{M_2 H + V}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{-M_1 H - V}{kT}\right) + \exp\left(\frac{M_1 H - V}{kT}\right) + \exp\left(\frac{-M_2 H + V}{kT}\right) + \exp\left(\frac{M_2 H + V}{kT}\right)}. \quad (2)$$

Здесь

$$V = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{R})(\mathbf{m}_2 \cdot \mathbf{R})}{R^5} - \frac{\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2}{R^3} \right) \quad (3)$$

– потенциал диполь-дипольного взаимодействия для заданной конфигурации, $\mathbf{m}_1$, $\mathbf{m}_2$ – магнитные моменты частиц в состоянии, изображенном на рис. 2, когда обе проекции $\mathbf{m}_1$ и $\mathbf{m}_2$ на $\mathbf{H}$ положительны. $\mathbf{R}$ – векторное расстояние между частицами, $M_1 = \mu_0(\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2)$, $M_2 = \mu_0(\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2)$.

Пусть θ – угол, определяющий взаимное расположение частиц, а углы ψ и χ в сферической системе координат с полярной осью, направленной вдоль $\mathbf{m}_1$, фиксируют взаимную ориентацию магнитных моментов $\mathbf{m}_1$ и $\mathbf{m}_2$ (рис. 2). Углы α и ξ на этом рисунке определяют ориентацию внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$. Предполагая случайное распределение векторов $\mathbf{m}_2$ и $\mathbf{H}$ по сфере направлений, получим для усредненного по сфере $R = \text{const}$

среднего магнитного момента в приближении $mH \ll kT$:

$$m_{cp}(q) = \frac{m^2 H}{kT} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{Z^2 e^{qD} + Z1^2 e^{-qD}}{4\pi^2 (e^{qD} + e^{-qD})} \times \sin \theta \sin \psi \sin \alpha d\xi d\alpha d\theta d\psi d\chi \quad (4)$$

Здесь

$$D = 3 \sin \theta \cos \theta \sin \psi \cos \chi + 3 \cos^2 \theta \cos \psi - \cos \psi, \quad (5)$$

$$Z = \cos \alpha + (\cos \alpha \cos \psi + \sin \alpha \sin \psi \cos \chi \cos \xi + \sin \alpha \sin \psi \sin \chi \sin \xi), \quad (6)$$

$$Z1 = \cos \alpha - (\cos \alpha \cos \psi + \sin \alpha \sin \psi \cos \chi \cos \xi + \sin \alpha \sin \psi \sin \chi \sin \xi), \quad (7)$$

а параметр $q = m^2/kTR^3$ пропорционален степени магнитоэлектростатического взаимодействия. Численное

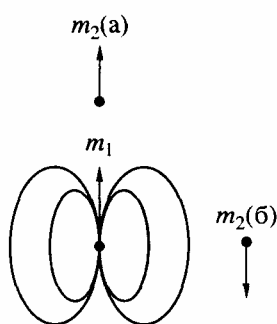


Рис. 1. Возможные варианты взаимного расположения частиц в системе из двух ориентированных зерен. Замкнутые линии на рисунке представляют собой магнитные силовые линии диполя.

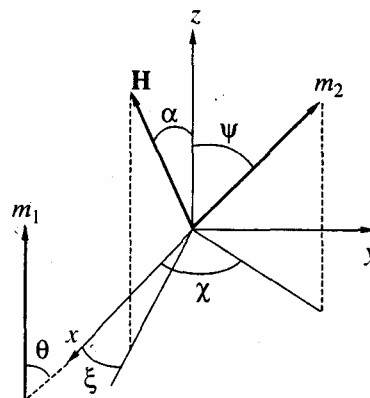


Рис. 2. Система координат для фиксации взаимного расположения частиц, ориентации их магнитных моментов и внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$.

интегрирование пятикратного интеграла (4) показало, что при отсутствии взаимодействия ($q = 0$) он равен $1/3$ (как это и должно быть из физических соображений), а при сильном взаимодействии ($q \gg 1$) он ограничен величиной 0.308. Таким образом, допустимые значения κ заключены в пределах $0.93 < \kappa/\kappa_0 \leq 1$. В этом простом примере видно, что взаимодействие, действительно, приводит к понижению восприимчивости, но далеко не в такой степени, как это предсказывается формулой (1).

Для системы, состоящей из N частиц, очевидное обобщение формулы (2) есть

$$\bar{m} = \frac{1}{N} \sum_{\alpha} m^{(\alpha)} \exp\left(\frac{-m^{(\alpha)} H - V^{(\alpha)}}{kT}\right) / Z, \quad (8)$$

где

$$m^{(\alpha)} = \sum_{i=1}^N m_i^{(\alpha)}, \quad (9)$$

есть полный момент системы в состоянии (α), а интеграл состояний:

$$Z = \sum_{\alpha} \exp\left(\frac{-m^{(\alpha)} H - V^{(\alpha)}}{kT}\right). \quad (10)$$

Суммирование в этих формулах осуществляется по всем возможным состояниям (α) аналогично вышерассмотренному случаю с двумя частицами. Аналитический подход в этом случае не представляется возможным, и необходимо переходить к численным методам нахождения κ и Z . Поскольку число состояний N_s растет как 2^N , где N — число взаимодействующих частиц, то уже для $N = 10$ имеем $N_s = 2^{10} = 1024$, а для $N = 20$ $N_s = 2^{20} \approx 10^6$, что кладет естественный предел прямым расчетам κ по формуле (8) даже с помощью быстродействующих компьютеров. Поэтому конкретные численные расчеты по уравнению (8) проводились для групп, состоящих из конечного числа частиц от 2 до 20 с целью проанализировать поведение восприимчивости в зависимости от числа частиц в группе и их объемной концентрации c .

К сложностям прямых расчетов добавляется необходимость пространственного усреднения (интегрирования) аналогично тому, как это осуществлялось выше в формуле (4), но по многомерному пространству. Как известно, прямыми методами выполнить многомерное численное интегрирование невозможно, и обычно в таких случаях прибегают к оценке интеграла методом Монте-Карло, что и было сделано путем усреднения результатов по 10000 конфигураций. Пространственные координаты частиц для каждой конфигурации задавались посредством случайного

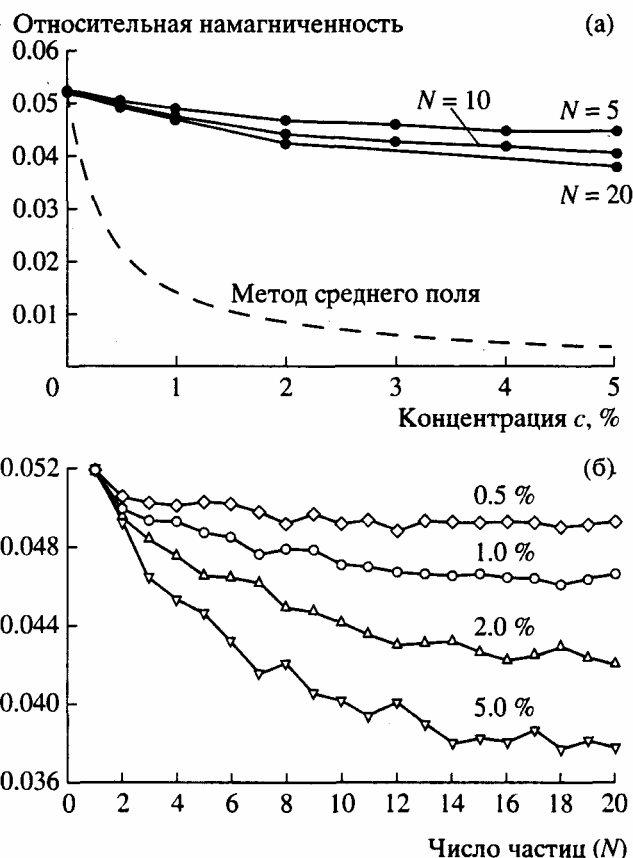


Рис. 3. (а) — зависимость относительной восприимчивости от объемной концентрации числа частиц в группе. Результаты численных расчетов по формуле (8) (сплошные линии) и согласно МСП по формуле (1) (пунктир) для (2–20) неориентированных частиц; (б) — зависимость относительной восприимчивости от числа частиц в группе.

их выбора в кубе размера L , выбранного таким образом, чтобы выполнялось равенство $vN = cL^3$. Точно также случайным образом задавалась и пространственная ориентация частиц. Данные расчетов для относительной намагниченности $i = \langle \bar{m} \rangle / m$ для ансамбля неориентированных частиц с размером $d = 40$ нм при температуре $T = 460^\circ\text{C}$ и величине внешнего поля 80 А/м представлены на рис. 3а. Поскольку намагниченность $J = iJ_s c$, то связь между i и κ задается очевидной формулой $\kappa = iJ_s c / H$. Среднеквадратичная ошибка рассчитанных величин составляет от 1 до 5 процентов. Как видно из рисунка 3а, при всех концентрациях расчетные кривые $i(c)$ идут намного выше величин, предсказываемых МСП согласно формуле (1). При этом наблюдается тренд к спаду восприимчивости с ростом числа частиц N в группе (рис. 3б). Для небольших значений объемных концентраций $c = (0.5-1)\%$ этот тренд очень слаб, и зависимость $\kappa(N)$ при $N = (15-20)$, по-видимому, уже близка к насыщению: при этих N имеем $\kappa/\kappa_0 \approx 0.96$ для $c = 0.5\%$ и $\kappa/\kappa_0 \approx 0.88$ для $c = 1\%$. Отсюда

можно с достаточной степенью вероятности предположить, что и для макроансамбля отношение κ/κ_0 при малых $c = (0.5-1)\%$ близко к единице, то есть магнитостатическое взаимодействие несущественно влияет на восприимчивость по сравнению со случаем невзаимодействующих зерен.

Вместе с тем, при $c = (2-5)\%$ подобного насыщения $\kappa(N)$ уже не наблюдается, и на основе наших расчетов нельзя предсказать, каково будет значение κ для макроансамбля в этом случае. Можно только полагать, что оно окажется все же существенно выше величин, даваемых МСП.

Вывод о том, что магнитостатическое взаимодействие несущественно влияет на восприимчивость, влечет за собой немедленные следствия для физики образования TRM ОД частиц. Действительно, в этом случае, независимо от величины магнитостатического взаимодействия, восприимчивость выше блокирующей температуры T_b определяется известным выражением [Bean, Livingston, 1959]:

$$\kappa_0 = \mu_0 m^2 n / 3kT = \mu_0 J_s^2 v c / 3kT, \quad (11)$$

где использованы соотношения $m = J_s v$, $c = nv$. Теперь, учитывая рост $J_s(T)$ при охлаждении от блокирующей температуры T_b до комнатной T_0 , получим для восприимчивости TRM:

$$\kappa_{tr} = \kappa / j_s(T_b), \quad (12)$$

где $j_s(T) = J_s(T)/J_s(T_0)$ – приведенная спонтанная намагниченность, J_s – спонтанная намагниченность. Таким образом, согласно (12), TRM может зависеть от величины магнитостатического взаимодействия, то есть концентрации ферромагнетика c , лишь через зависимость $j_s(T_b)$ от c . Это заключение полностью согласуется с эмпирическим выводом, сделанным в [Shcherbakov et al., 1995] на основании численных расчетов образования TRM методом Монте-Карло в ансамбле взаимодействующих ОД зерен, где c с помощью выражения (12) получена, в частности, следующая формула для κ_{tr} :

$$\kappa_{tr}(N_d, v, c) = \sqrt{\frac{\mu_0 J_{s0}^2 v}{50kT_b}} \frac{50c}{\sqrt{N_d + 400c}}. \quad (13)$$

Здесь параметр анизотропии $N_d = N_a - N_b$, N_a и N_b – размагничивающие факторы по легкой и трудной осям частицы, соответственно, $J_{s0} = J_s(T_0)$.

Таким образом, согласно (13), с увеличением объемной концентрации ферромагнетика TRM растет вначале прямо пропорционально c , а затем этот рост замедляется, сменяясь корневой зависимостью $\text{TRM} \propto \sqrt{c}$ в отличие от того, что пред-

сказывалось ранее на основе МСП [Щербаков, Щербакова, 1979], где было получено:

$$\kappa_{tr}(N_d, v, c) = \frac{1}{3} \frac{1}{j_{sb}} \frac{50c}{N_d + 400c}. \quad (14)$$

Индуктивная намагниченность κH представляет собой предельное значение вязкой намагниченности ОД зерен, однако при анализе I_v важнейшее значение имеет и кинетика приближения намагниченности к равновесному значению, то есть зависимость $I_v(t)$, где t – время. Кинетическое уравнение, определяющее эту зависимость для ансамбля идентичных по своим свойствам частиц, есть:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{x}{\tau} + \frac{1}{\tau_2}, \quad (15)$$

где x – доля частиц, намагниченных параллельно $\mathbf{H}$, t – время,

$$\tau = \tau_1 \tau_2 / (\tau_1 + \tau_2), \quad (16)$$

τ – время релаксации процесса. Здесь τ_1 и τ_2 – времена релаксации для достижения равновесия из параллельного и антипараллельного направлений к $\mathbf{H}$, соответственно. Намагниченность I_v и величина x связаны между собой очевидным соотношением:

$$I_v = J_s(2x - 1)c. \quad (17)$$

Для ОД зерен

$$\tau_{1,2} \approx 10^{-9} \exp(E_{b1, b2} / kT), \quad (18)$$

где $E_{b1, b2}$ – высоты потенциальных барьеров, препятствующих повороту момента из направлений, параллельного и антипараллельного к $\mathbf{H}$, соответственно. В предположении доминирующей анизотропии формы и при наличии внешнего поля $\mathbf{H}$ и поля взаимодействия $\mathbf{H}_{int}$, действующего на l -ю частицу с магнитным моментом $\mathbf{m}_l$, имеем

$$\left. \begin{aligned} E_{b1}(l) \\ E_{b2}(l) \end{aligned} \right\} = \mu_0 \frac{N_d J_s^2 v}{2} + \mu_0 \mathbf{m}_l \mathbf{H}_{int}(l) \pm \mu_0 m_l H_l^{\parallel}, \quad (19)$$

где $H_l^{\parallel}$ – проекция $\mathbf{H}$ на $\mathbf{m}_l$.

При условии, что расстояние между частицами больше их размеров, магнитостатическое взаимодействие можно представить в виде диполь-дипольной связи. Тогда:

$$\mathbf{H}_{int}(l) = I_s v \left(\frac{1}{4\pi} \sum_{\substack{j=1 \\ l \neq j}}^N \left(\frac{\mu_j}{R_{lj}^3} - \frac{3\mathbf{R}_{lj} \cdot (\mu_j \mathbf{R}_{lj})}{R_{lj}^5} \right) \right), \quad (20)$$

где μ_j – единичный вектор, параллельный m_j (т.е. $m_j = m\mu_j$), а R_{ij} – расстояние между i -й и j -й частицами. Подставляя (20) в (18), учитывая, что $m = J_s v$, $c = n v$, получим

$$\left. \begin{aligned} \tau_1^{-1}(l) \\ \tau_2^{-1}(l) \end{aligned} \right\} \approx \exp \left[20.7 - \mu_0 \frac{N_d}{2} A \frac{T_c}{T} J_s^2 + \right. \\ \left. + \mu_0 A J_s \frac{T_c}{T} (j_s c e_{dd}(l) \pm \mu_l h_l^{\parallel}) \right], \quad (21)$$

где $h_l^{\parallel} = H_{\text{int}}^{\parallel} / J_{s0}$, $A = (J_{s0}^2 v) / (k T_c)$ – константа и $e_{dd}(l)$ – энергия диполь-дипольного взаимодействия для l -й частицы:

$$e_{dd}(l) = \frac{1}{4\pi N} \sum_{\substack{j=1 \\ l \neq j}}^N \left(\frac{\mu_l \mu_j}{r_{lj}^3} - \frac{3(\mu_l \mathbf{r}_{lj}) \cdot (\mu_j \mathbf{r}_{lj})}{r_{lj}^5} \right), \quad (22)$$

здесь $\mathbf{r}_{lj} = \mathbf{R}_{ij} / L$ нормированное расстояние между l -м и j -м зерном.

Решение уравнения (15) с учетом (16), (17) при начальном условии $I_v(0) = 0$ есть:

$$I_v(t) = J_s c \frac{\tau_1 - \tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right). \quad (23)$$

После выключения поля в некий момент времени t_0 спад вязкой остаточной намагниченности также описывается экспоненциальной функцией

$$I_{rv}(t) = I_{rv}(t_0) \exp(-t/\tau). \quad (24)$$

Однако в экспериментах как с горными породами, так и с искусственно приготовленными образцами наблюдается, как правило, логарифмическая зависимость $I_v \propto \log(t)$. Теоретически такая зависимость $I_v(t)$ обосновывается обычно постулированием широкого спектра времен релаксации [Bean, Livingston, 1959], обусловленного, в свою очередь, большим разбросом параметров, определяющих эти времена.

Поскольку в нашей модели принято, что частицы ансамбля совершенно идентичны, то в отсутствие взаимодействия кинетика приближения I_v к насыщению и спад I_{rv} должны описываться экспоненциальными функциями (23), (24). Вместе с тем, из общих соображений следует ожидать, что взаимодействие приведет к появлению в ансамбле времен релаксации с характерными величинами, намного превышающими τ_0 . При $m H_{\text{int}}^{\parallel} / k T \gg 1$ уравнение (18) с помощью (19) можно записать в виде:

$$\tau_1 = \tau_2 \approx 10^{-9} \exp\left(\mu_0 \frac{N_d J_s^2 v}{2 k T}\right) \exp\left(\mu_0 \frac{m H_{\text{int}}^{\parallel}}{k T}\right) = \\ = \tau_0 \exp\left(\mu_0 \frac{m H_{\text{int}}^{\parallel}}{k T}\right), \quad (25)$$

или:

$$z(H_{\text{int}}^{\parallel}) = z_0 + \mu_0 \frac{m H_{\text{int}}^{\parallel}}{2.3 k T}, \quad (26)$$

где $H_{\text{int}}^{\parallel}$ – проекция поля взаимодействия $\mathbf{H}_{\text{int}}$ на $\mathbf{m}$, а $z(H_{\text{int}}^{\parallel}) = \log_{10} \tau_{1,2}$, $z_0 = \log_{10} \tau_0$, $\tau_0 = 10^{-9} \times \exp(\mu_0 N_d J_s^2 v / 2 k T)$ – время релаксации в отсутствие внешнего поля и полей взаимодействия. Заметим, что при $d = 40$ нм, $T = 460^\circ \text{C}$, $N_d = 1$, $\tau_0 = 1$ сек. Согласно МСП [Shcherbakov et al., 1995], характерные поля взаимодействия $H_{\text{int}} \approx 5.72 J_s c / 4\pi$, то есть при $J_s = 4.85 \times 10^5$ А/м и $c = 1\%$ имеем $H_{\text{int}} \approx 2000$ А/м, откуда видно, что времена релаксации, действительно, изменяются на порядок величины по сравнению со случаем невзаимодействующих зерен.

Поскольку поле взаимодействия $H_{\text{int}}^{\parallel}$ случайно изменяется от зерна к зерну, то фактически здесь возникает целый спектр времен релаксации, что необходимо учитывать при моделировании роста I_v и спада I_{rv} даже в ансамбле идентичных частиц.

Согласно теории среднего поля, функция распределения (ф. р.) полей взаимодействий подчиняется распределению Коши [Щербаков, Щербакова, 1975]:

$$W(H_{\text{int}}^{\parallel}) = \frac{b}{\pi(b^2 + (H_{\text{int}}^{\parallel})^2)}, \quad (27)$$

где для неориентированных частиц $b = 3.64 m n$ [Shcherbakov et al., 1995]. Используя соотношение (26), можно перейти к ф. р. случайной величины z :

$$F(z) = W[z(H_{\text{int}}^{\parallel})] \frac{dH_{\text{int}}^{\parallel}}{dz} = \\ = \frac{3.64 m n}{\pi \left[(3.64 m n)^2 + (z - z_0)^2 \left(\frac{2.3 k T}{\mu_0 m} \right)^2 \right]} \frac{2.3 k T}{\mu_0 m} = \\ = \frac{3.64 B}{\pi \left[(3.64 B)^2 + (z - z_0)^2 \right]},$$

где $B = \mu_0 \frac{J_s^2 v c}{2.3 k T} = \mu_0 \frac{J_s^2 A c T_c}{2.3 T}$. Здесь учтено, что $m = J_s v$, $c = n v$.

На рис. 4 отражена эволюция спектра времен релаксации τ_1 , τ_2 при увеличении концентрации ОД частиц в ансамбле, состоящем из 2000 частиц. Времена релаксации для каждой отдельной частицы рассчитывались по формулам (18), (19) с учетом поля взаимодействия на моменты начала и окончания численного эксперимента, описанного выше, пунктирной линией показаны результа-

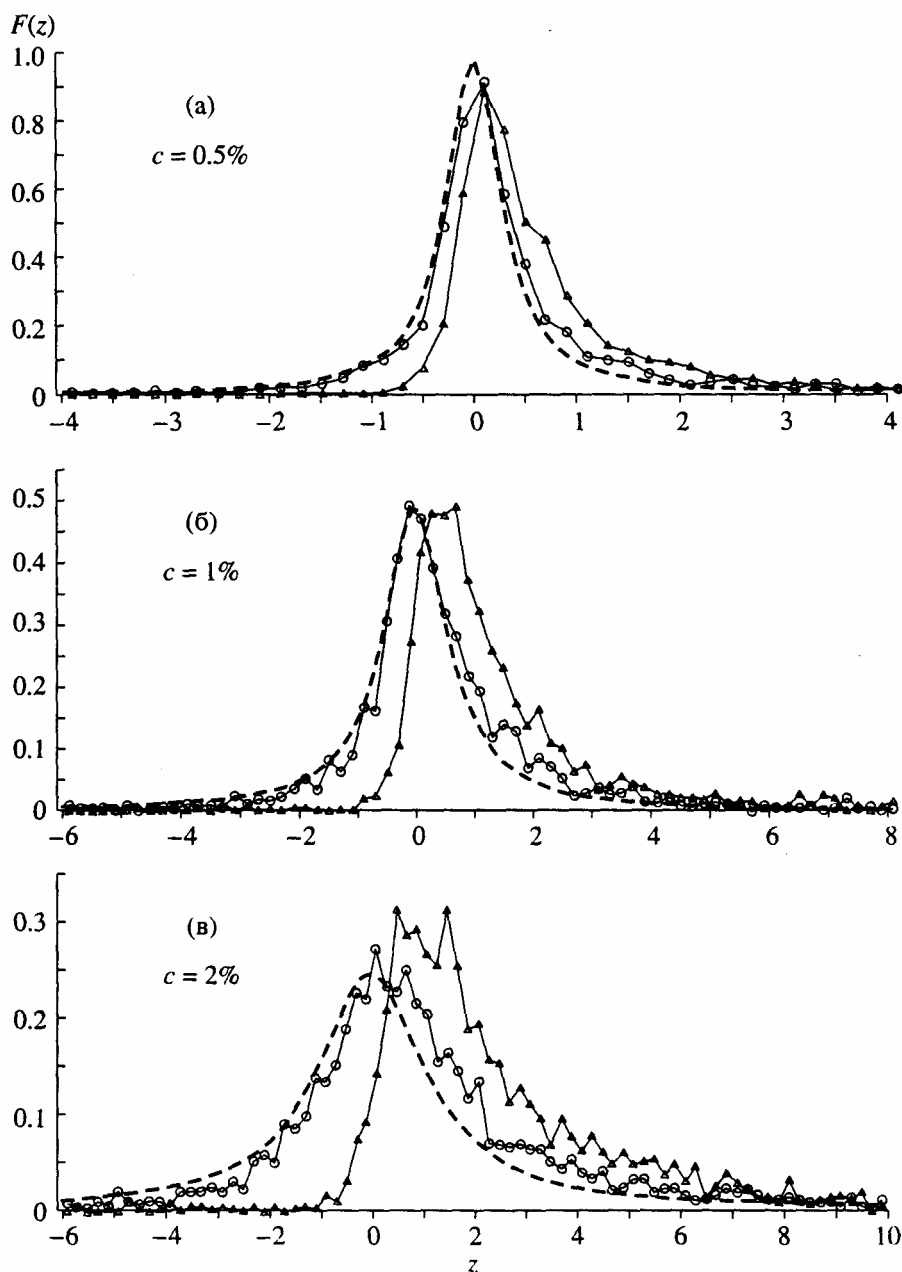


Рис. 4. Функции распределения логарифма времен релаксации для ансамбля из 2000 зерен для $c = 0.5\%$ (а), $c = 1\%$ (б) и $c = 2\%$ (в), рассчитанные для каждой отдельной частицы на моменты начала (○) и конца (△) численного эксперимента, пунктирной линией показаны результаты расчетов согласно теории среднего поля (формула (28)).

ты расчета согласно теории среднего поля (формула (28)). Как и следовало ожидать, хорошее согласие численных расчетов и расчетов согласно теории среднего поля наблюдается лишь для времен релаксации на момент начала численного эксперимента. На момент окончания численного эксперимента ф. р. асимметрична, поскольку, как уже было показано [Shcherbakov et al., 1995], при сильных взаимодействиях ф. р. полей взаимодействия становится асимметричной со смещением максимума $W(H_{\text{int}}^{\parallel})$ от нуля в сторону отрицатель-

ных переменных ("отрицательное" значение означает, что $\mathbf{H}_{\text{int}} \parallel \mathbf{m}$). Этот процесс, очевидно, сопровождается значительным снижением полной энергии. Как видно из рисунков, с ростом c растет число зерен с временами релаксации, существенно отличными от τ_0 : при $c = 0.5\%$ (рис. 4а) подавляющая часть частиц имеет $\tau_{1,2} \sim (1-10)$ с, при $c = 1\%$ (рис. 4б) возрастает доля частиц с временами релаксации $\tau_{1,2} \sim (10-100)$ с, а при $c = 2\%$ (рис. 4в) – с временами релаксации $\tau_{1,2} \sim (1000-10000)$ с.

Рассмотрим теперь кинетику приобретения вязкой намагниченности. При $mH/kT \ll 1$ и, с учетом соотношения $\tau_1 = \tau_2$ и формул (18), (19), получим из (23) для относительной намагниченности $i = I_v/mn$ ансамбля ОД частиц с хаотическим распределением легких осей:

$$i(t) = \frac{mH^{\parallel}}{3kT} \int_0^{\infty} \left[1 - \exp\left(-\frac{2t}{\tau_1}\right) \right] W(\tau_1) d\tau_1, \quad (29)$$

где $W(\tau_1)$ – ф. р. времени релаксации τ_1 . Произведя здесь замену переменных $\tau_1 = 10^z$, найдем:

$$i(t) = \frac{mH^{\parallel}}{3kT} \int_{-10}^{10} \left[1 - \exp\left(-\frac{2t}{10^z}\right) \right] F(z) dz. \quad (30)$$

Для оценки роли взаимодействия нами было проведено численное моделирование кинетики приобретения I_v и спада I_{rv} в ансамбле взаимодействующих зерен методом Монте-Карло. Детали расчетов применительно к данной задаче можно найти в [Shcherbakov et al., 1995], здесь лишь укажем, что наши численные эксперименты осуществлялись при $H = 80$ А/м, числе циклов Монте-Карло $N_c = 30\,000$ на частицу при числе частиц $N = 500$ с шагом по времени $\Delta t = 0.1$ сек. Таким образом, полное время эксперимента составило 3000 с. Подчеркнем, что условие $\Delta t \ll \tau_0$ обеспечивает корректное применение схемы Метрополиса, используемой обычно в методе Монте-Карло. Результаты численных расчетов приведены на рис. 5а, из которых видно, что уже при концентрации $c = 0.5\%$ как спад, так и рост намагниченности существенно замедляются по сравнению со случаем отсутствия взаимодействия ($c \rightarrow 0\%$), то есть магнитостатическое взаимодействие действительно существенно увеличивает роль последствия для процесса приобретения вязкой намагниченности. На этом рисунке приведены и результаты расчетов по формуле (30) при различных значениях концентрации. Как можно видеть из рисунка, в отсутствие взаимодействия (то есть при $c \rightarrow 0$) приобретение I_v хорошо описывается функцией (30), однако с ростом концентрации результаты численных расчетов существенно расходятся с теоретическими выкладками. Объяснение этому расхождению очевидно. Как следует из предыдущего численного эксперимента (рис. 4), с ростом c наблюдается эволюция спектра времен релаксации в сторону увеличения временной стабильности, т.е. увеличения τ_1 и τ_2 , что находится за рамками МСП. Как следствие этого процесса, в численных экспериментах наблюдается квазилогарифмический рост и снижение предельной величины I_v (рис. 5а) по сравнению с теорией, что особенно заметно на кривых для $c = 1\%$.

Насыщение I_v во времени означает, что система достигла состояния термодинамического рав-

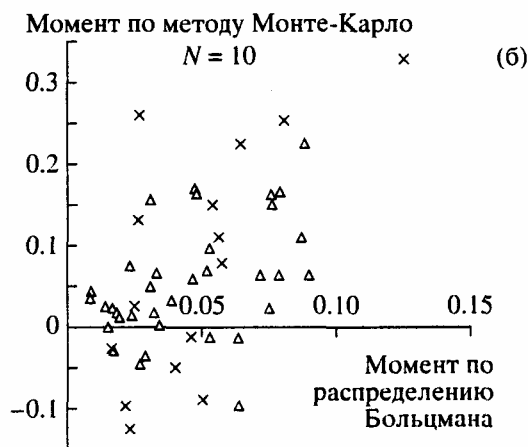
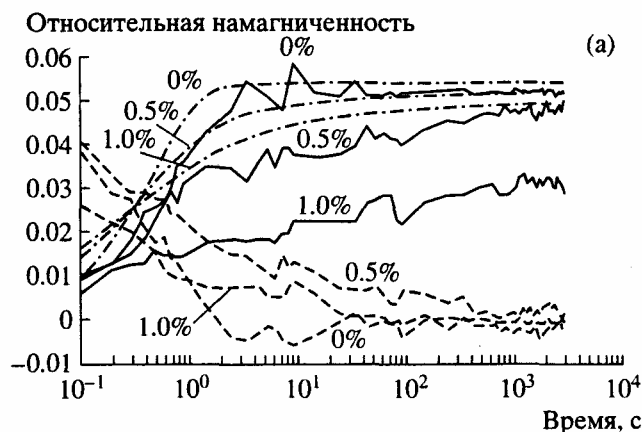


Рис. 5. (а) – кинетика приобретения I_v (сплошные линии) и спада I_{rv} (пунктир) в ансамбле ОД зерен в зависимости от их объемной концентрации по результатам численного моделирования методом Монте-Карло и согласно теории среднего поля (штрихпунктир, формула (30)). (б) – распределение магнитных моментов различных ансамблей взаимодействующих 10 частиц при концентрации 1%. Символы соответствуют магнитным моментам ансамблей с максимальным временем релаксации до 500 (Δ) и свыше 500 ($\times$).

новесия. Возьмем некоторую фиксированную пространственную конфигурацию зерен с фиксированным набором их магнитных моментов $\mathbf{m}$ и рассчитаем для нее величину насыщения I_v методом Монте-Карло. Тогда для заданной конфигурации зерен и их магнитных моментов можно получить восприимчивость ансамбля $\kappa_{МК} = I_v/H$ и сопоставить ее со строгим расчетом κ по формуле (8). Результаты подобных расчетов для 50 различных пространственных и магнитных конфигураций при числе частиц $N = 10$, числе циклов Монте-Карло $N_c = 10000$ представлены на диаграмме $\kappa - \kappa_{МК}$ (рис. 5б). Обращает на себя внимание большой разброс величин по обеим осям координат. Дисперсия величин восприимчивости κ , рассчитанных по распределению Больцмана, объясняется естественным различием термодинамических свойств различных конфигураций. Дисперсия

же величин κ_{mk} значительно превышает дисперсию величин κ , что объясняется, по-видимому, ролью метастабильных состояний. Заметим, что метастабильность, связанная с вырождением основного состояния, является характерной чертой неупорядоченных систем [Гинзбург, 1989]. Действительно, как видно из рис. 56, наибольший разброс наблюдается для конфигураций, в которых присутствуют времена релаксации, превышающие 500 с при полном времени численного эксперимента 1000 с. Той же ролью метастабильных состояний, видимо, объясняется и существенное несоответствие в этих случаях величин κ и κ_{mk} рассчитанных для одной и той же конфигурации.

Выводы. Магнитостатическое взаимодействие несущественно влияет на предельную величину VRM, но весьма сильно изменяет спектр времен релаксации, что приводит к квазилогарифмическому росту VRM даже для первоначально 5-об-разного спектра.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований (проект 96-05-64048).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гинзбург С.Л. Необратимые явления в спиновых стеклах. М.: Наука, 1989. С. 150.
- Щербаков В.П., Щербакова В.В. Магнитостатические взаимодействия в системе однодоменных зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1975. № 9. С. 101-104.
- Щербаков В.П., Щербакова В.В. К расчету термоостаточной и идеальной намагниченности ансамбля однодоменных взаимодействующих зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1977. № 6. С. 69-83.
- Щербаков В.П., Щербакова В.В. Концентрационная зависимость термоостаточной и идеальной намагниченности ансамбля однодоменных зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1979. № 12. С. 113-117.
- Щербаков В.П., Сычева Н.К. Анализ выполнения законов Телле независимости и аддитивности парциальных термоостаточных намагниченностей для взаимодействующих однодоменных зерен (численный эксперимент) // Физика Земли. 1997. № 4. С. 1-6.
- Bean C.P. and Livingston J.D. Superparamagnetism // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. P. 120S-129S.
- Shcherbakov V.P., Lamash B.E., Sycheva N.K. Monte Carlo modelling of thermoremanence acquisition in interacting single domain grains // Phys. Earth Planet. Inter. 1995. V. 87. P. 197-211.
- Shcherbakov V.P., Sycheva N.K., Lamash B.E. Monte Carlo modelling of TRM and CRM acquisition and comparison of their properties in an ensemble of interacting SD grains // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 26. № 20. P. 2827-2830.
- Street R., Wolley J. A study of magnetic viscosity // Proc. Phys. Soc. London. 1949. A62. P. 562-572.

Статья рекомендована к печати членом редколлегии д-ром техн. наук М.Н. Бердичевским.