

УДК 530.382 J

## СРАВНЕНИЕ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛИЗАЦИОННОЙ И ТЕРМОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В АНСАМБЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ОДНОДОМЕННЫХ ЗЕРЕН ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

© 1998 г. В. П. Щербаков<sup>1</sup>, Б. Е. Ламаш<sup>2</sup>, Н. К. Сычева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Геофизическая Обсерватория "Борок" ОИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН

<sup>2</sup> Дальневосточный государственный университет

Поступила в редакцию 01.03.96 г.

Проведено численное моделирование процессов образования *TRM* и *CRM* в ансамбле взаимодействующих однодоменных (ОД) зерен с использованием метода Монте-Карло для учета роли термofлуктуаций. Результаты численного анализа показали, что  $TRM > CRM$  при объемной концентрации ферритмагнетика  $c < (1-3)\%$  (слабое взаимодействие); при этом отношение  $TRM/CRM$  при достаточно крупном размере зерен,  $\approx (0.1-0.2)$  мкм, может достигать величин  $\approx (4-10)$ . В то же время  $TRM < CRM$  при больших концентрациях (сильное взаимодействие), хотя отношение  $CRM/TRM$  ни при каких условиях не может превышать двух. Относительная стабильность к терморазмагничиванию всегда выше у *TRM*, чем у *CRM*.

### ВВЕДЕНИЕ

Термостабочная (*TRM*) и химическая остаточная (*CRM*) намагниченности являются двумя важнейшими видами естественной остаточной намагниченности изверженных горных пород. Однако до сих пор в магнетизме горных пород нет ясного понимания того, как соотносятся друг с другом эти намагниченности даже в простейшем случае, когда их носителями выступают однодоменные (ОД) зерна и *CRM* возникла в результате роста ОД зерен - так называемая модель Хаита [1]. Целью данного исследования и является детальный анализ этой проблемы.

Главную сложность здесь представляет необходимость учета магнитоэстатического взаимодействия, которое может играть существенную роль, когда концентрация ферритмагнетика не слишком мала. При отсутствии взаимодействия вопрос о величине *CRM* и ее соотношении с *TRM* решается довольно просто [2]. Действительно, для ансамбля одинаковых ориентированных ОД суперпарамагнитных частиц имеем для восприимчивости

$$\chi = \frac{m^2 n}{kT} = \frac{I_s^2 v c}{kT}, \quad (1)$$

где  $m$  есть магнитный момент,  $v$  - объем частицы,  $n$  - концентрация частиц (т.е. их число в единице объема),  $c = vn$  - их объемная концентрация,  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура.

Образование остаточной намагниченности для *TRM* (как и для *CRM*) идет, как известно, через блокировку магнитных моментов при охлаждении (росте размеров) зерен. Приняв для простоты, что магнитная анизотропия частиц обусловлена анизотропией формы, получим в качестве условия блокировки [3]

$$N_d I_s^2 v = 50kT, \quad (2)$$

где  $I_s$  - спонтанная намагниченность,  $N_d$  - параметр анизотропии, который для вытянутых частиц теоретически может меняться от 0 (шар) до  $2\pi$  (игла). Формула (2) определяет либо блокирующую температуру  $T_b$ , либо блокирующий объем  $v_b$  индивидуальной частицы в зависимости от того, рассматриваем мы *TRM* или *CRM*. Рассмотрим далее некий подансамбль частиц с идентичными параметрами  $v$  и  $N_d$ . Тогда из (1), (2) имеем для *TRM*, учитывая рост  $I_s(T)$  при охлаждении от блокирующей температуры  $T_b$  до комнатной  $T_0$ :

$$\chi_{tr} = \frac{50c}{j_s(T_b) N_d}, \quad (3)$$

где  $j_s(T) = I_s(T)/I_s(T_0)$  - приведенная спонтанная намагниченность. Аналогично, для *CRM*

$$\chi_{rc} = \frac{50c}{j_s(T_r) N_d}, \quad (4)$$

где  $T_r \geq T_0$  - температура кристаллизации. Поскольку, очевидно,  $T_r < T_b$  (иначе никакой оста-

точной намагниченности просто не возникнет), получим при отсутствии взаимодействия

$$\chi_{rt}/\chi_{rc} = j_{sr}/j_{sb} > 1, \quad (5)$$

где  $j_{sr} = j_s(T_r)$ , а  $j_{sb} = j_s(T_b)$ . Это неравенство было ранее получено в [2].

Рассмотрим теперь случай сильно взаимодействующих частиц. Поскольку поле взаимодействия в ансамбле случайно распределенных по объему образца зерен также является случайным [4, 5], его действие на восприимчивость с физической точки зрения можно грубо уподобить действию термофлуктуаций. На основании этого можно написать вместо (1)

$$\chi = \frac{m^2 n}{(kT + m\alpha)}, \quad (6)$$

где  $\alpha$  – эффективное поле взаимодействия. Как было показано в [5], в приближении молекулярного поля (т.е. в пренебрежении корреляциями)  $\alpha \approx 8mn$ , тогда получим из (1), (2), (6), что в момент блокировки

$$\chi_b = \frac{50c}{N_d + 400c}, \quad (7)$$

где все параметры системы ( $c$ ,  $v$ ,  $j_s$  и т.д.) имеют значения, определенные на момент блокировки. Из (7) найдем для восприимчивости  $TRM$ , учитывающая рост  $j_s(T)$  при охлаждении от  $T_b$  до  $T_0$

$$\chi_{rt} = \frac{1}{j_{sb}} \frac{50c}{N_d + 400c}. \quad (8)$$

Эта формула ранее была получена в [5] методами теории молекулярного поля.

Аналогично получим для  $\chi_{rc}$ , учитывая, что концентрация ферримагнетика в момент блокировки есть  $c_r = c(v_b/v)$ :

$$\chi_{rc} = \frac{1}{j_{sr}} \frac{50c}{N_d + 400c} \frac{v_b}{v}. \quad (9)$$

Теперь, для того чтобы получить формулы для  $\chi_{rt}$  и  $\chi_{rc}$ , записанные лишь в физических параметрах системы, нам необходимо найти явные выражения для  $j_{sb}$  и  $v_b$ .

В отсутствие взаимодействия имеем из (2):

$$j_{sb}^{-1} = j_{sb}^{-1}(0) = \sqrt{\frac{I_s^2 v}{50kT_b}} \sqrt{N_d}, \quad (10)$$

где  $I_{s0} = I_s(T_0)$  и  $j_{sb}(0)$  – значение  $j_{sb}$  в невзаимодействующем ансамбле, т.е. при исчезающе малой концентрации ферримагнетика  $c \rightarrow 0$ .

Как было показано в [5, 6], сильно взаимодействующие системы характеризуются в первую очередь тем, что блокировка частиц осуществля-

ется не индивидуально, для каждой отдельной частицы, за счет увеличения потенциального барьера, отделяющего два возможных положения ее магнитного момента вдоль легкой оси, а вследствие коллективного “замораживания” магнитной конфигурации. Это типично для так называемых систем “спиновых стекол”, характеризующихся, как известно, тем, что при некоторой температуре  $T_f$ , называемой температурой “замораживания”, происходит как бы замораживание (блокировка) магнитных моментов частиц ансамбля в поле взаимодействия, порождаемом другими частицами этого же ансамбля. Поскольку поле взаимодействия случайно по величине и направлению от частицы к частице, то в результате мы получаем как бы “замороженный беспорядок”, отчего такая фаза и уподобляется “стеклу”.

Из вышеприведенного рассуждения следует, что при сильном взаимодействии блокирующую температуру можно отождествить с температурой “замораживания”  $T_f$ . Последняя, как это обычно имеет место в фазовых переходах, определяется примерным равенством тепловой энергии и энергии магнитоэстатического взаимодействия, т.е.  $kT_f = m\alpha$ , тогда, с учетом равенства  $\alpha = 8mn$  в качестве условия блокировки, отождествляя  $T_f$  и  $T_b$

$$kT_b = 8I_s^2 v c. \quad (11)$$

Отсюда при образовании  $TRM$

$$j_{sb}^{-1} = \sqrt{\frac{I_{s0}^2 v}{kT_b}} \sqrt{8c}, \quad (12)$$

где  $I_{s0} = I_s(T_0)$ . Интерполируя между (10) и (12), найдем

$$j_{sb}^{-1} = \sqrt{\frac{I_{s0}^2 v}{50kT_b}} \sqrt{N_d + 400c}. \quad (13)$$

Как видно из этой формулы, с ростом  $c$  происходит уменьшение  $j_{sb}$ , т.е. рост блокирующей температуры. Таким образом, взаимодействие приводит к росту  $T_b$ , т.е. сужению спектра блокирующих температур, в сторону температуры Кюри  $T_c$ .

Из (8) и (13) получим

$$\chi_{rt}(N_d, v, c) = \sqrt{\frac{I_{s0}^2 v}{50kT_b}} \frac{50c}{\sqrt{N_d + 400c}}. \quad (14)$$

Блокирующая температура  $T_b$  определяется из уравнения (13), к которому следует добавить зависимость  $j_s(T)$ . Для магнетита такая зависимость была установлена феноменологически путем обработки ряда экспериментальных данных [7]

$$j_s(T) = \left( \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \right)^{0.42}. \quad (15)$$

Из (14) теперь легко получить критерий сильного взаимодействия: взаимодействие превалирует над термофлуктуациями, когда второй член под квадратным корнем в знаменателе превышает первый, т.е., принимая для оценки  $N_d = 1$ , можно заключить, что взаимодействия значительны, если

$$c \geq N_d/400 \approx 0.25\%, \quad (16)$$

что уже неоднократно отмечалось ранее [5, 6].

Перейдем теперь к рассмотрению CRM. Из (2) имеем для невзаимодействующих частиц

$$\frac{v_b}{v} = \frac{B}{N_d j_{sr}^2}, \quad (17)$$

где  $B = \frac{50kT_r}{I_{s0}^2 v}$ . При сильном взаимодействии, опять

учитывая, что концентрация ферромагнетика в момент блокировки есть  $c_r = c(v_b/v)$  и отождествляя  $T_b$  с  $T_r$ , получим в качестве условия блокировки из (11) равенство  $kT_r = c8I_{s0}^2 j_{sr}^2 v_b/v$ , или

$$\frac{v_b}{v} = \sqrt{\frac{B}{400c j_{sr}^2}}. \quad (18)$$

Интерполируя между (17) и (18), получим

$$\frac{v_b}{v} = \frac{B}{j_{sr}^2} \left( N_d + \frac{\sqrt{400cB}}{j_{sr}} \right). \quad (19)$$

Подставляя (19) в (9), найдем

$$\chi_{rc}(N_d, v, T_r, c) = \frac{50c}{N_d j_{sr} + \frac{400cB}{N_d j_{sr} + \sqrt{400cB}}}. \quad (20)$$

Из (20) условие сильного взаимодействия при образовании CRM есть  $N_d j_{sr} \leq \sqrt{400cB}$ , или, учитывая равенство (10),

$$c \geq \frac{N_d}{400} \left( \frac{j_{sr}}{j_{sb}(0)} \right)^2 \frac{T_b}{T_r}. \quad (21)$$

Сравнение (16) и (21) показывает, что взаимодействие при образовании CRM становится заметным при значительно больших концентрациях ОД зерен, нежели при образовании TRM, т.е. при условии  $c \geq 1\%$ , так как оба дополнительных множителя в (21) заведомо больше единицы. Заметим, что помимо высоких концентраций для выполнения этого неравенства необходимы также и относительно низкие блокирующие температуры, т.е. невысокие параметры коэрцитивности  $N_d$  и малые размеры зерен  $d$ . В этом случае найдем

из (14), (20)

$$\frac{\chi_{rt}}{\chi_{rc}} = \sqrt{\frac{T_r}{T_b}} \approx \sqrt{\frac{T_r}{T_c}} < 1. \quad (22)$$

Здесь использовано то обстоятельство, что при высоких концентрациях ОД частиц  $T_b$  близка к  $T_c$ . Из (22) следует, что CRM > TRM при сильном взаимодействии. Вывод о принципиальной возможности такого неравенства был сделан ранее в работе [8].

Выше мы рассмотрели ансамбль ориентированных частиц. Если же обратиться к общему случаю неориентированного ансамбля с хаотическим распределением легких осей, то для него, как легко видеть, остаются в силе все вышеприведенные рассуждения. Количественно же, как это было показано в [6], все сводится к замене соотношения  $\alpha = 8mn$  уравнением  $\alpha = 5.72mn$ , что отражается в замене множителя 400, фигурирующего в уравнениях (13), (14), (19) на множитель 286. Помимо этого, как обычно, следует добавить множитель 1/3 перед всем выражением в этих формулах. Соответственно, получим для TRM

$$\chi_{rt}(N_d, v, c) = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{I_{s0}^2 v}{50kT_b}} \frac{50c}{\sqrt{N_d + 286c}} \quad (23)$$

и CRM

$$\chi_{rc}(N_d, v, T_r, c) = \frac{1}{3} \frac{50c}{N_d j_{sr} + \frac{286cB}{N_d j_{sr} + \sqrt{286cB}}}. \quad (24)$$

В общем случае

$$\chi_{rt}(c) = \iint \chi_{rt}(N_d, v, c) f(v, N_d) dv dN_d, \quad (25)$$

$$\chi_{rc}(T_r, c) = \iint \chi_{rc}(N_d, v, T_r, c) f(v, N_d) dv dN_d, \quad (26)$$

где  $f(v, N_d)$  есть функция распределения частиц по объемам и параметру коэрцитивности. Интегрирование в (25), (26) проводится по области  $(N_d, v)$  "замороженных", несуперпарамагнитных частиц, т.е. удовлетворяющих неравенству  $T_b \geq T_0$  для (25) и  $T_b \geq T_r$  для (26), где  $T_b$  определяется из формул (13), (15).

Для иллюстрации предложенной схемы была проанализирована следующая модель (используемая далее при численных расчетах методом Монте-Карло). Объем частиц предполагался для простоты одинаковым и характеризовался размером  $d$ , так что  $v = d^3$ . В то же время распределение частиц по параметру  $N_d$  принималось равномерным в интервале  $(N_{\min}, N_{\max})$ , т.е.  $f(N_d) = 1/(N_{\max} - N_{\min})$ , если  $N_{\min} \leq N_d \leq N_{\max}$ , и  $f(N_d) = 0$  в остальных случаях.

Фактически удобнее рассматривать приведенную (относительную) намагниченность  $i = I/mn$ ,

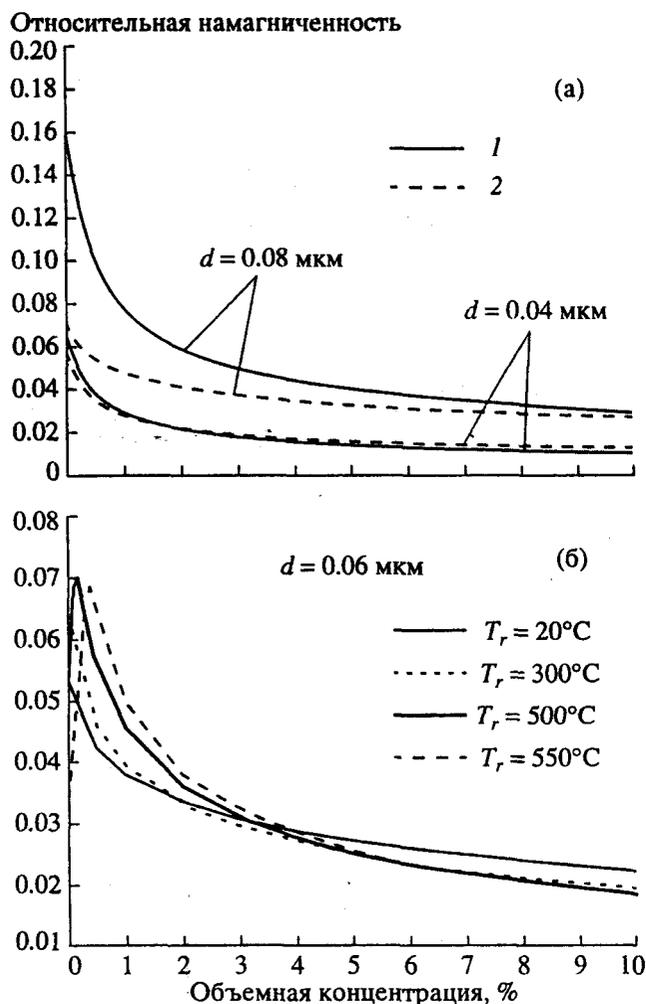


Рис. 1. (а) – зависимость относительной намагниченности  $TRM$  ( $i_{Tr}$ ) (1) и  $CRM$  ( $i_{rc}$ ) (2) от объемной концентрации ОД зерен магнетита согласно теоретической модели; (б) – образование  $CRM$  при различных температурах реакции  $T_r$ .

где  $I$  – намагниченность. Следовательно, для приведенной  $TRM$   $i_{Tr} = (H\chi_{Tr})/(I_s c)$  и приведенной  $CRM$   $i_{rc} = (H\chi_{rc})/(I_s c)$  мы можем написать

$$i_{rc}(T_r, c) = \frac{H}{I_{s0}c} \int_{T_b \geq T_r} \chi_{rc}(N_d, v, T_r, c) f(N_d) dN_d, \quad (27)$$

$$i_{Tr}(c) = \frac{H}{I_{s0}c} \int_{T_b \geq T_0} \chi_{Tr}(N_d, T, v, c) f(N_d) dN_d. \quad (28)$$

Подчеркнем, что в определенных таким образом  $i_{rc}$  и  $i_{Tr}$  исключена их зависимость от  $j_s(T)$ .

Результаты некоторых расчетов по формулам (27), (28) при  $T_r = 20^\circ\text{C}$  и  $N_{\min} = 0.1$ ,  $N_{\max} = 2.0$  представлены на рис. 1а, из которого видно, что, действительно, при малых концентрациях ферромагнетика имеем  $TRM > CRM$  и это неравенство усиливается с ростом размера зерен. В то же время при

увеличении концентрации отношение  $TRM/CRM$  падает и фактически сравнивается, когда  $c > (1-5)\%$  (при  $d < 0.08$  мкм имеется даже некоторое превышение  $CRM$  над  $TRM$ ).

Некоторые результаты расчетов  $i_{rc}(c)$  представлены для  $d = 0.06$  мкм для различных температур реакции (рис. 1б). Обращает на себя внимание немонотонность изменения  $i_{rc}(c = 0)$  с изменением температуры реакции  $T_r$ . Очевидно, это связано с тем специфическим обстоятельством, что при высоких температурах растет число суперпарамагнитных частиц, не дающих вклада в остаточную намагниченность, однако одновременно с увеличением  $T_r$  растет и множитель  $j_{sr}^{-1}$  в формуле (19). Игра этих двух факторов и приводит к увеличению  $i_{rc}$  на первой стадии и к ее уменьшению при приближении  $T_r$  к  $T_c$ . Максимум  $i_{rc}(c)$  для  $c \approx 0.5\%$  при  $T_r \geq 500^\circ\text{C}$  объясняется отмеченным выше обстоятельством, что с ростом  $c$  возрастают  $T_b$ , тем самым увеличивается число стабильных, несуперпарамагнитных частиц, принимающих участие в образовании  $CRM$ . Однако при дальнейшем увеличении  $c$  начинает преобладать случайный характер полей взаимодействия, что и приводит к спаду  $i_{rc}$ .

В дальнейшем, с некоторой мерой условности, будем называть результаты, рассчитанные по формулам (27), (28), “теоретическими” с целью их отличия от результатов, полученных численным моделированием.

Однако слабости предложенной модели слишком очевидны, чтобы полагаться на нее при каких-либо количественных оценках. Действительно, любая феноменологическая аппроксимационная схема требует ее апробации экспериментом или более строгой теорией. Не вдаваясь в детали, заметим, что оценка всех эффектов только через характерное поле взаимодействия уже есть сильное переупрощение. Действительно, поля взаимодействия носят случайный характер и варьируют от близкого к нулю до величин, существенно превышающих среднее поле, при тесном расположении соседей. В частности, формула (13) для блокирующих температур, неоправданно сужает их спектр при  $c \neq 0$ , так как в действительности те частицы, поля взаимодействия которых  $\approx 0$ , практически не меняют  $T_b$  в сравнении с величиной, даваемой формулой (10). В данном же случае дело усугубляется тем, что феноменология апеллирует к теории молекулярного поля для спиновых стекол, которая сама по себе вызывает серьезные возражения (более подробно см. [9]).

Ввиду всего сказанного кажется перспективным пойти по другому пути, а именно – численного моделирования процессов образования намагниченности в таких системах, используя возможности современной вычислительной техники.

Первый опыт такого рода, касающийся приобретения *TRM*, представлен в работе [6], где описан также и метод расчета (мы выбрали метод Монте-Карло, который традиционно применяется при анализе стохастических процессов, порождаемых термофлуктуациями).

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Физические основания и детали метода расчетов подробно описаны в работе [6]. Здесь мы лишь дадим его краткое описание, необходимое для понимания полученных результатов. Во избежание излишних сложностей при численных расчетах была использована модель Изинга для ОД зерен, в которой магнитный момент каждой частицы *m* может быть направлен только вдоль легкой оси *l*. Пусть *x* – вероятность того, что магнитный момент *m* ориентирован параллельно произвольно выбранному положительному направлению *l* вдоль легкой оси. Тогда функция *x(t)* подчиняется кинетическому уравнению  $dx/dt = -x/\tau_1 + (1-x)/\tau_2$ , где  $\tau_1, \tau_2$  времена релаксации для достижения равновесия для  $m \uparrow \uparrow l$  и  $m \uparrow \downarrow l$  соответственно. Как известно, время релаксации определяется соотношением:

$$1/\tau = C \exp(-E_b/2kT), \tag{29}$$

где коэффициент  $C \approx 10^9$  (с<sup>-1</sup>) оценивает частоту попыток преодоления потенциального барьера  $E_b$ , который препятствует перевороту момента. Решая кинетическое уравнение при начальном условии  $x(0) = 1$ , получаем

$$x(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_1} - \frac{t}{\tau_2}\right) + \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1} - \frac{t}{\tau_2}\right)\right). \tag{30}$$

В модели Изинга потенциальный барьер равен сумме энергии анизотропии формы и энергии магнитного поля **H**

$$\left. \begin{matrix} E_{b1} \\ E_{b2} \end{matrix} \right\} = \frac{N_d I_s^2}{2} + (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}), \tag{31}$$

где  $E_{b1}$  и  $E_{b2}$  – потенциальные барьеры для  $m \uparrow \uparrow l$  и  $m \uparrow \downarrow l$  соответственно.

Моделирование стохастических процессов методом Монте-Карло состоит из последовательности случайных событий, рассматриваемых начиная с  $t = 0$  с некоторым временным интервалом  $\Delta t$ . Возьмем случайное число *r* в интервале (0, 1), полученное с помощью генератора псевдослучайных чисел. Если  $r < x(\Delta t)$ , момент не изменяется, но если  $r > x(\Delta t)$ , *m* переворачивается. Процесс продолжается столько раз, сколько требуется для получения достаточной статистики.

Рассмотрим теперь ансамбль из  $M_p$  взаимодействующих зерен, случайно распределенных в кубе со стороной *L*. Магнитное поле **H**, действующее на *i*-е зерно, состоит из суммы внешнего поля  $H_c$  и поля взаимодействия  $H_{int}(i)$ . При условии, что расстояние между частицами много больше их размеров, магнитостатическое взаимодействие можно представить как диполь-дипольную связь. Поля взаимодействия  $H_{int}(i)$  (и следовательно, потенциальные барьеры  $E_{b1}$  и  $E_{b2}$  в (31)) рассчитывались перед каждым циклом Монте-Карло. Таким образом, описанная выше процедура испытаний методом Монте-Карло может быть продолжена и на ансамбль  $M_p$  частиц, где каждая частица может изменять или не изменять свою ориентацию в соответствии с результатом ее испытания методом Монте-Карло.

Алгоритм в целом состоит из  $M_c$  циклов, внутри каждого из которых проводится испытание Монте-Карло для каждой отдельной частицы ансамбля с учетом поля взаимодействия на этой частице на момент испытания. При образовании *TRM* каждый следующий цикл отличается от предыдущего тем, что происходит “охлаждение” ансамбля, т.е. спонтанная намагниченность  $j_s(T)$

возрастает на  $M_c^{-1}$ . Для расчета  $j_s(T)$  мы использовали формулу (15), при этом предполагалось, что изменение температуры подчиняется известному уравнению  $dT/dt = -\gamma(T - T_0)$ . Тогда из выражений для  $j_s(T)$  и  $T(t)$  находим  $\Delta t = (2.38(T_c - T_0)/\gamma(T - T_0))^{1.38} \Delta j_s$  и таким образом получаем связь между  $\Delta j_s$  и временным интервалом  $\Delta t$ , который используется в формуле (30). Для кривых термо-размагничивания изменения в этой схеме очевидны: на каждом шаге  $j_s(T)$  уменьшается на  $M_c^{-1}$ , и закон роста температуры подчиняется равенству  $dT/dt = \gamma(T_c - T_0)$ , т.е. предполагается линейный рост температуры со временем. Соответственно,  $\Delta t = (2.38/\gamma) j_s^{1.38} \Delta j_s$ .

При анализе *CRM* естественный ход рассуждений приводит к схеме, в которой размер частиц *d* растет линейно со временем (т.е. с каждым следующим циклом) от  $d_{min}$  до  $d_{max}$  (конечного размера), т.е.  $d = d_{min} + \gamma t(d_{max} - d_{min})$ ,  $t \in (0, \gamma^{-1})$ . Конечный размер  $d_{max}$  используется далее при интерпретации результатов и в подписях к рисункам. Если температура реакции  $T_r > T_0$ , тогда, после завершения процесса образования *CRM*, ансамбль “охлаждается” до температуры  $T = T_0$  в нулевом поле согласно тому же закону уменьшения температуры, что и для процесса образования *TRM*.

Необходимо отметить, что ввиду стохастического характера результатов, получаемых методом Монте-Карло, они представляют собой слу-

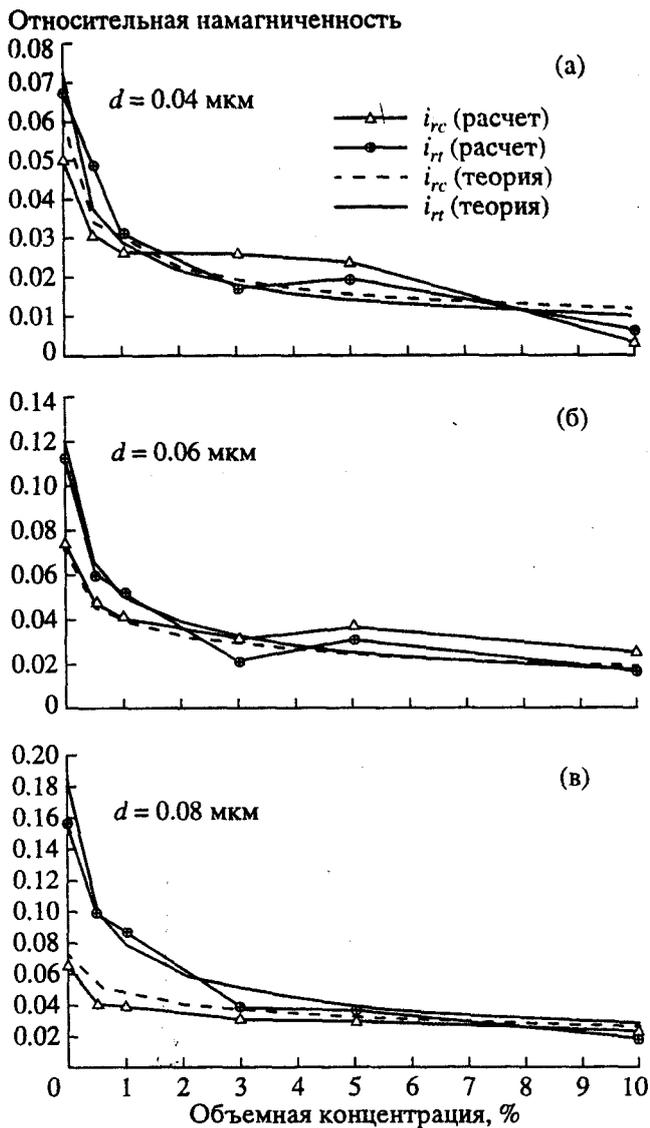


Рис. 2. Зависимость относительной намагниченности  $TRM$  и  $CRM$  от объемной концентрации ОД зерен магнетита для  $T_r = 300^\circ C$ .

чайные величины и подвержены заметным флуктуациям. Для их уменьшения при каждом фиксированном наборе параметра проводился ряд Монте-Карло экспериментов – не менее 20 – и в конечном счете при построении всех кривых на рисунках использовалось среднее по этим экспериментам. Тем не менее даже эти средние величины имеют некоторый разброс, что видно из представленных ниже кривых. Результатом расчетов для ансамбля  $M_p$  частиц, подверженных действию внешнего магнитного поля является относительная намагниченность, которая находится по формуле  $i(T, c) = (\sum_{i=1}^N m_{iz}) / (mM_p)$ , подобной определению для  $i$ , данному во Введении. В расчетах использовались декартовы координаты

$x, y, z$ ; т.е.  $H_z$  и  $m_{iz}$  есть проекции векторов  $H_c$  и  $m$ , соответственно.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Некоторые примеры численного моделирования величин  $i_{rc}(c)$ ,  $i_{rt}(c)$  и их “теоретических аналогов”, рассчитанных по формулам (27), (28), представлены на рис. 2, для расчетов принималось  $N_{\min} = 0.1$ ,  $N_{\max} = 2.0$ ,  $M_c = 1000$ ,  $M_p = 500$ , время “скорости охлаждения” (или “роста”)  $\gamma^{-1} = 10^3$  s. Параметр коэрцитивности выбирался с помощью генератора псевдослучайных чисел с равномерным распределением в интервале  $(N_{\min}, N_{\max})$ . Принимая во внимание приближенный характер формул (14) и (19) и невозможность при данном объеме расчетов избавиться от статистических ошибок в определении  $i_{rc}(c)$  и  $i_{rt}(c)$ , согласие между “теоретическими” кривыми и кривыми, полученными в результате численных расчетов, следует признать весьма удовлетворительным. В частности, результаты численного анализа подтверждают данное во Введении заключение, что  $TRM > CRM$  при  $c \leq (1-3)\%$  и  $TRM \approx CRM$  (или  $TRM < CRM$ ) при больших концентрациях. Что касается численного соотношения между  $CRM$  и  $TRM$ , то, согласно неравенствам (6), (22),

$$\frac{j_{sb}}{j_{sr}} \leq \frac{\chi_{rc}}{\chi_{rt}} \leq \sqrt{\frac{T_c}{T_r}}. \quad (32)$$

Напомним, что эти неравенства справедливы только для частиц, блокирующая температура которых выше температуры реакции, т.е. в терминах  $CRM$  и  $TRM$  мы вправе записать

$$\frac{j_{sb}}{j_{sr}} \leq \frac{CRM(T_r)}{PTRM|_{T_r}} \leq \sqrt{\frac{T_c}{T_r}}. \quad (33)$$

При сравнении же  $CRM(T_r)$  и полной  $TRM$  следует иметь в виду, что левая часть этого неравенства является лишь верхним пределом этого отношения, так как  $TRM$  включает в себя также и  $PTRM|_{T_r}^{T_r}$ , так что в принципе, при высоких  $T_r$ , отношение  $TRM/CRM$  может быть весьма большим,  $\approx 10$ . В то же время правая часть неравенства (33) из тех же соображений также является верхним пределом этого отношения. Это значит, что для анализируемой здесь системы взаимодействующих ОД зерен  $CRM$  не может ни при каких условиях превышать  $TRM$  более чем в два раза.

Другие численные эксперименты были выполнены для проверки приведенного выше утверждения о немонотонном характере изменения  $i_{rc}(c)$  для  $T = 550^\circ C$  (рис. 16). Результаты представлены на рис. 3, из которого можно видеть действительно слабый широкий максимум  $i_{rc}(c)$  для  $c \approx 1\%$ . Этот результат плохо соответствует теоретичес-

ким расчетам, где острый максимум находится приблизительно около  $c = 0.5\%$ , но нужно помнить, что при высоких температурах большинство частиц являются суперпарамагнитными, так что после удаления поля и при дальнейшем охлаждении в нулевом поле намагниченность быстро убывает в связи с разрушением индуктивной и вязкой намагниченностей. Зависимость полной намагниченности  $i$  от  $c$  (рассматриваемой в присутствии магнитного поля!) для  $550^\circ\text{C}$  точно перед удалением  $H$  и дальнейшим охлаждением также показана на рис. 3. Ясно видно, что  $i(c)$  не обнаруживает какого-либо немонотонного поведения, будучи для малых концентраций существенно выше, чем  $i_{rc}(c)$ . Процесс вязкого размагничивания, очевидно, ответственен также за уменьшение  $i_{rc}(c)$  в сравнении с теоретическими значениями.

Проблема относительной стабильности  $TRM$  и  $CRM$  по отношению к их разрушению температурой является одной из важнейших тем для практики палеомагнетизма, особенно для проблемы отличия между этими видами намагниченности. Для невзаимодействующих частиц этот вопрос в рамках вышеописанных приближений решается достаточно просто. Действительно, из (3) следует, что зерна с большими  $T_b$  имеют больший вклад в величину  $TRM$ , в то время как при образовании  $CRM$  здесь нет зависимости от  $T_b$ , т.е.  $TRM$  стабильнее к терморазмагничиванию, чем  $CRM$ . Это заключение подтверждается результатами численного эксперимента (рис. 4). Для большей достоверности расчеты были выполнены для  $M_c = 5000$ . Напомним, что для лучшего представления деблокирующего эффекта все кривые на рис. 4 нормализованы на  $j_s(T)$ , чтобы ликвидировать уменьшение  $CRM(T)$  и  $TRM(T)$ , обусловленное уменьшением  $j_s(T)$  при нагревании.

В то же время при сильном взаимодействии, согласно (22), отношение  $\chi_{rc}/\chi_{rt}$  не зависит от  $T_b$ , т.е. можно полагать, что в этом случае температурная стабильность  $CRM$  и  $TRM$  практически одинакова. Однако этот вывод нельзя считать достоверным, руководствуясь только анализом простейшей модели, предложенной во Введении, поскольку, как мы указывали выше, формула (13) для блокирующих температур заведомо непригодна для "тонкого" анализа. Поэтому для выяснения этого вопроса был выполнен ряд численных расчетов. Типичный результат представлен на рис. 4, из которого видно, что свойство большей стабильности  $TRM$  к терморазмагничиванию сохраняется и при сильном взаимодействии. Бросается, однако, в глаза заметная разница в форме кривых  $CRM(T)$  и  $TRM(T)$  для случаев  $c \rightarrow 0\%$  и  $c = 3\%$ . При сильном взаимодействии ( $c = 3\%$ ) спектр блокирующих температур смещается к  $T_c$  (особенно это касается процесса терморазмагничивания  $TRM$ ), что делает эти кривые почти прямоугольными.

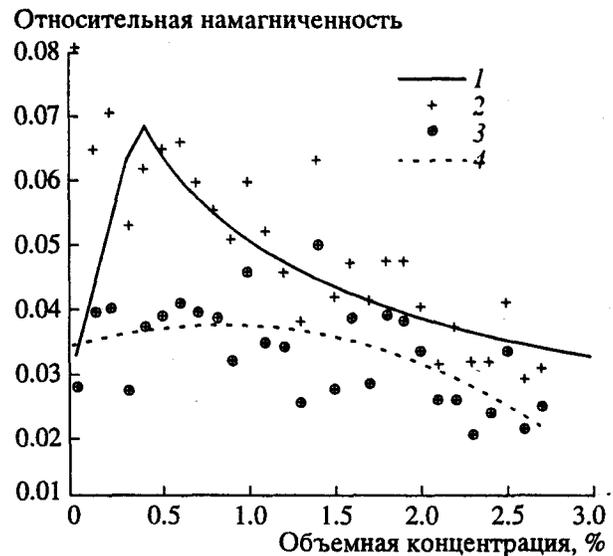


Рис. 3. Зависимость относительной намагниченности  $CRM$  от объемной концентрации ОД зерен магнетита для  $T_r = 550^\circ\text{C}$ : 1 – теория; 2 – результаты расчетов по методу Монте-Карло для  $CRM$ ; 3 – результаты расчетов по методу Монте-Карло полной относительной химической намагниченности для  $T_r = 550^\circ\text{C}$  в присутствии внешнего магнитного поля.

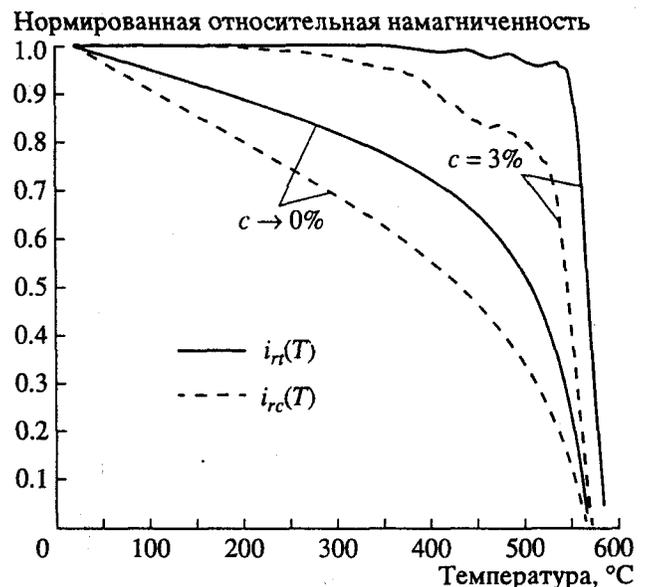


Рис. 4. Терморазмагничивание нормированных  $TRM$  и  $CRM$  согласно результатам численного моделирования для  $T_b = 20^\circ\text{C}$  и объемной концентрации ОД зерен  $c \rightarrow 0\%$  (невзаимодействующая система) и  $c = 3\%$ .

### ДИСКУССИЯ

Необходимо констатировать, что в литературе имеется весьма скудный экспериментальный материал, который может быть непосредственно привлечен для целей данной работы. Прежде всего следует отметить работу [10], в которой ана-

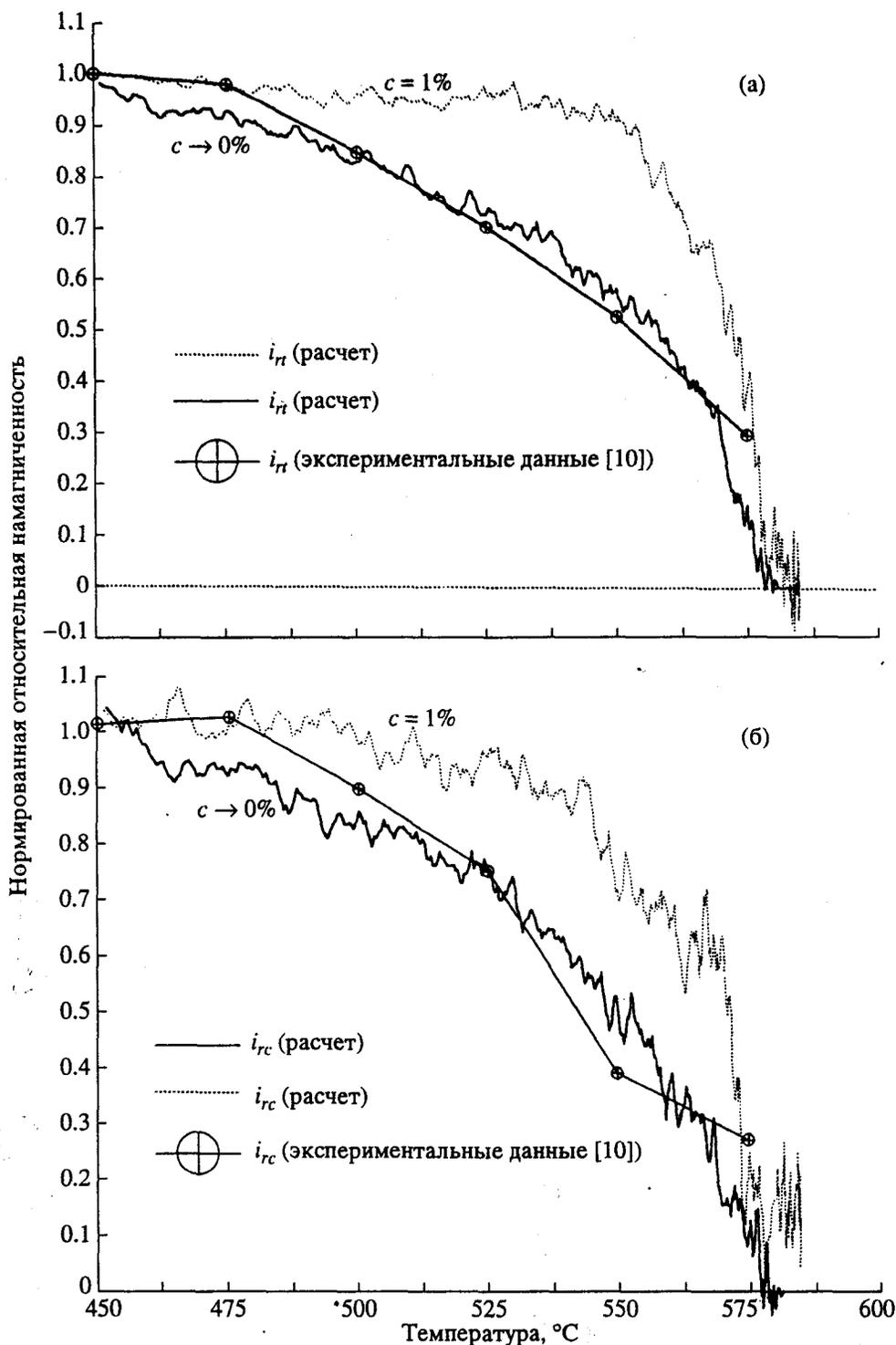


Рис. 5. Моделирование методом Монте-Карло процесса терморазмагничивания: (а) –  $PTRM_{450}^{T_c}$  и (б) –  $CRM$  при  $T_r = 450^\circ\text{C}$ . Результаты расчетов по методу Монте-Карло для объемной концентрации ОД зерен магнетита  $c \rightarrow 0\%$  и  $c = 1\%$  (прямая линия).

лизировались свойства  $CRM$  зерен магнетита, полученных в результате окисления пирита и высокотемпературного распада титаномагнетита. Существенно, что вновь выросшие зерна охарактеризованы авторами как однодоменные согласно термомагнитному критерию [11] и сравнительно

высокой ( $\approx 300$  эрстед) коэрцитивной силе образцов. Заметим, что авторы [10] в своем эксперименте обнаружили отношение  $PTRM_{450}^{T_c} / CRM(T_r = 450^\circ\text{C}) \approx 2$ , такое существенное превышение  $PTRM$  над  $CRM$  показывает, что, вероятно, концентрация ОД ча-

стиц в эксперименте была достаточно мала, и взаимодействие не оказывало существенной роли при образовании остаточных намагниченностей. В пользу этого предположения говорит и то, что на эксперименте наблюдается достаточно "размазанный" по интервалу ( $450^\circ\text{C} - T_c$ ) спектр блокирующих температур, что более характерно для не взаимодействующих систем. К сожалению, авторы не гарантируют отсутствие магнитохимических изменений в процессе экспериментов и не приводят каких-либо свидетельств о возможной величине объемной концентрации ОД зерен в образце.

Экспериментальные кривые терморазмагничивания  $CRM(T_r = 450^\circ\text{C})$  и  $PTRM|_{450}^{T_c}$ , взятые из работы [10] и нормализованные нами на  $j_s(T)$ , представлены на рис. 5. На этом же рисунке показаны результаты численного моделирования таких кривых для ансамбля из 500 частиц с  $N_{\min} = 0.1$ ,  $N_{\max} = 1.0$  и размером  $d$ , однородно рассеянным в пределах  $d_{\min} = 0.05$  мкм,  $d_{\max} = 0.1$  мкм. Удовлетворительное соответствие между расчетными кривыми и экспериментальными данными наблюдается, как это и следовало ожидать, для  $c \rightarrow 0\%$ , т.е. в отсутствие взаимодействия; при этом отношение  $PTRM|_{450}^{T_c} / CRM(T_r = 450^\circ\text{C})$  равно 1.9. Для  $c = 1\%$  это отношение равно 1.4.

Можно упомянуть также работу [12], где были синтезированы во внешнем магнитном поле зерна магнетита размером (0.2–3) мкм при температуре  $300^\circ\text{C}$ . Было получено, что в этом случае  $TRM$  в 6 раз превышает  $CRM$  ( $H = 0.4$  э) и более стабильна к терморазмагничиванию. Обе эти характеристики формально укладываются в нашу схему и соответствуют результатам численного моделирования в случае достаточно крупных зерен и малости эффектов взаимодействия на образовании  $CRM$  (небольшие концентрации ферромагнетика). Действительно, согласно (10), (30) отношение  $TRM/CRM$  растет как  $d^{3/2}$ , так что при  $d \approx 0.15$  мкм оно достигает величины  $\approx 6$ . Тем не менее необходимо отметить, что размер  $d = (0.2-3)$  мкм заведомо превышает предел однодоменности и такие зерна могут быть скорее отнесены к псевдооднодоменным, на которые наши результаты не распространяются непосредственно.

Ряд соображений о соотношениях между величинами  $CRM$  и  $TRM$  были высказаны также в работе [13], где на образцах игнимбритов верхнего палеозоя из Центрального Казахстана была обнаружена необычайно высокая нормальная намагниченность  $I_n$ , на порядок превышающая лабораторную  $TRM$  ( $H = 0.5$  э). Для объяснения этого явления было предположено, что  $I_n$  есть, по существу,  $CRM$  ансамбля ОД зерен, т.е. высказана гипотеза о том, что в определенных условиях

$CRM$  может существенно превышать  $TRM$ . По мнению авторов, это могло бы произойти в том случае, если на стадии образования и закрепления  $CRM$  зерна были достаточно малы, так что взаимодействие еще несущественно, а при образовании  $TRM$  взаимодействие уже играет определяющую роль (зерна выросли до их конечного размера), резко снижая тем самым интенсивность  $TRM$ . Однако, как было показано выше, наш анализ не подтвердил предположения об очень высоком отношении  $CRM/TRM$  в такой системе. Этот факт, конечно, не отрицает в принципе такую возможность, но ее объяснение следует искать, видимо, в других физических механизмах: например, метастабильность ОД состояния, возникшего при росте кристалла, в то время как при образовании  $TRM$  этот же кристалл ведет себя как ПОД или даже МД с существенно меньшим остаточным магнитным моментом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Результаты численного моделирования методом Монте-Карло процессов приобретения  $TRM$  и  $CRM$  в ансамбле взаимодействующих ОД зерен показали, что для практических оценок величин  $TRM$  и  $CRM$  можно пользоваться простыми аппроксимационными формулами (14), (20), (25), (26).

2. Отношение  $TRM/CRM$  при малых концентрациях ферромагнетика  $c < 1\%$  обычно  $> 1$ , и при достаточно крупном размере зерен,  $\approx (0.1-0.2)$  мкм может достигать величин  $\approx (4-10)$ . При высокой концентрации частиц,  $> (1-3)\%$ , и размерах частиц  $< 0.08$  мкм возможно некоторое превышение  $CRM$  над  $TRM$ , но не более, чем в два раза.

3. Относительная стабильность к терморазмагничиванию всегда выше у  $TRM$ , чем у  $CRM$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-05-64048).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хайг Г. Возникновение остаточной намагниченности при химических изменениях // Палеомагнетизм / Под ред. Г.Н. Петровой. М.: ИЛ, 1962. С. 67-86.
2. Stacey F.D., Banerjee S.K. The physical principles of rocks magnetism. New York: Elsevier, 1974. 195 p.
3. Bean C.B., Livingston J.D. Superparamagnetism // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. P. 120-129. -
4. Dunlap D.J. Interaction in rocks and reliability of paleointensity data // Earth Plan. Sci. Lett. 1969. V. 7. P. 178-182.
5. Щербakov В.П., Щербакoвa В.В. К расчету термоостаточной и идеальной намагниченностей ансамбля однодоменных взаимодействующих зерен // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1977. № 6. С. 69-83.
6. Shcherbakov V.P., Lamash B.E., Sycheva N.K. Monte-Carlo modelling of thermoremanence acquisition in in-