ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕЩЕННЫХ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА ПРИ НАЛИЧИИ ОБМЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ГРАНИЦЕ ФЕРРО- И АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ФАЗ

© 2005 г. В. П. Щербаков, Н. К. Сычева

Геофизическая обсерватория "Борок" ИФЗ им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва Поступила в редакцию 15.09.2003 г.

При когерентном соседстве магнитных фаз обменное взаимодействие на их границе может реализоваться в форме обменной анизотропии (ОА) и теоретически привести к самообращению TRM. Одним из способов диагностики ОА является установление смещения петли гистерезиса (ПГ). Представлены результаты численного трехмерного моделирования ПГ однодоменных (ОД) и малых псевдооднодоменных (ПОД) двухфазных зерен при наличии ОА на границе ферримагнитной (ФМ) и антиферримагнитной (АФ) фаз. Показано, что наличие в ОД зернах ОА, доминирующей по величине над магнитной анизотропией в АФ, не приводит к смещению ПГ (что не отрицает возможности самообращения TRM в таких частицах). При этом же условии в малых ПОД-зернах, соседствующих с АФ-фазой, процесс перемагничивания происходит путем возникновения доменной границы в АФ или на границе фаз, что приводит к смещению ПГ на величину ~ 10^4 А/м. Тот факт, что ПГ с такими полями смещения практически не наблюдались в горных породах, говорит о малой вероятности присутствия ОА в структурах распада титаномагнетитов или гемоильменитов.

ВВЕДЕНИЕ

В литературе по магнетизму горных пород дискутируются три основных механизма самообращения термоостаточной намагниченности (TRM) [Нагата, 1965]. Наиболее физически прозрачный из них - подрешеточный, который может осуществиться в однородном по составу ферримагнитном зерне, имеющем температурную зависимость спонтанной намагниченности *I* от температуры *T* с точкой компенсации. На практике эта возможность обсуждается редко (исключение составляет работа [Трухин и др., 1997]), и выбор обычно идет между магнитостатическим и обменным механизмами. Осуществление любого из них требует сосуществования в зерне, по крайней мере, двух фаз, из которых одна относительно слабомагнитная, но с высокой точкой Кюри Т, а другая сильномагнитная, но с относительно низкой Т. Если границы фаз не имеют когерентного сопряжения, то обменное взаимодействие между ними отсутствует и причиной самообращения может быть лишь магнитостатическое взаимодействие. При когерентном же соседстве фаз самообращение может осуществляться и через отрицательное обменное взаимодействие на их границе. Механизм самообращения в обоих случаях одинаков: при охлаждении образца фаза с более высокой точкой T_c намагничивается по внешнему полю Я, а низкотемпературная фаза - против поля за счет магнитостатического или обменного взаимодействие. Если спонтанная намагниченность І и объем низкотемпературной фазы достаточно велики, результирующий момент может оказаться антипараллеленполю.

При поддержке магнитостатической гипотезы обычно ссылаются на факт подавления самообращения притермонамагничивании образцовуже в малых внешних полях $Я_0 \sim 1$ мT, что кажется трудно объяснимым с точки зрения обменного механизма (для которого изначально предполагались поля в несколько Т и более [Нагата, 1965]). Однако для ряда гемоильменитов нередко наблюдались $\mathbf{Я}_0 = (35-70) \text{ MT}$ [Uyeda, 1957; Goguitchaichvili and Prevot, 2000] и даже 1.5 Т [Uyeda, 1958], что уже трудно объяснить через магнитостатическое взаимодействие. Кроме этого, сильные аргументы в пользу обменного механизма приведены в тщательно выполненных экспериментальных работах [Lawson et al., 1981; Nord and Lawson, 1989], где показано, что две магнитные фазы связаны между собой антифазными границами, по определению являющиеся когерентными; при этом самообращение возникает лишь при достижении некоторой пороговой плотности таких границ. Что же касается относительной малости величины Я,, при которых самообращение подавляется, качественное объяснение этому заключается в том, что, во-первых, Я₀ никак не может превышать коэрцитивной силы высокотемпературной компоненты [Трухин, 1997], и, стало быть, величины Я₀ от 35 мТ до 1.5 Т вполне объяснимы при любом механизме. Во-вторых, в случае обменного механизма присутствие в достаточно большом многодоменном (МД) зерне доменных границ (ДГ) в низкотемпературной фазе дополнительно понижает $Я_0$ за счет возникновения в ней (помимо обратной намагниченности в областях, примыкающих к высокотемпературной фазе) нормальной, прямо намагниченной TRM [Wescott-Lewis and Parry; Haag et al, 1990]. Если согласиться с этой аргументацией, то $Я_0$ следует по порядку величины приравнять коэрцитивной силе низкотемпературной фазы, которая, действительно, в ряде случаев не превышает нескольких мТ.

В результате, несмотря на большое количество опубликованных работ, вопрос о механизме самообращения TRM - обменный это или магнитостатический - остается нерешенным. Отечественные авторы чаще склоняются в пользу магнитостатического механизма [Щербаков, др., 1975; Большаков и др., 1978; Трухин и др., 1984; Трухин, Караевский, 1986], в то время как зарубежные обычно пытаются интерпретировать самообращение через обменное взаимодействие [Нагата, 1965; Hoffmann, 1992; Hoffmann and Ferh, 1996; Lawson et al., 1981; Nord and Lawson, 1989; Goguitchaichvili and Prevot, 2000; Bina et al, 1999; Prevot et al., 2001; Ozima and Funaki, 2003]. Дело в том, что даже располагая не только набором магнитных измерений, но и данными электронной микроскопии, рентгенофазового анализа, наблюдениями доменной структуры и т.д., доказать справедливость той или иной трактовки достаточно сложно. Проблема здесь заключается также и в отсутствии разработанной теории явления в смысле ее способности рассчитывать количественные характеристики задачи, исходя из заданных условий. В то же время упомянутые выше аргументы в пользу той или иной концепции вряд ли можно классифицировать иначе как наводящие качественные соображения. По этой причине любые косвенные данные, свидетельствующие в пользу того или иного механизма, представляют несомненный интерес. В частности, наличие обменного взаимодействия на границе фаз приводит к известному явлению обменной анизотропии (ОА) [Miklejohn, 1962], поэтому диагностика присутствия ОА в образце может существенно облегчить задачу установления природы самообращения. Поскольку присутствие ОА может привести к смещению петли гистерезиса (ПГ), постольку одна из задач теории заключается в количественном расчете ПГ для двухфазного зерна при допущении наличия ОА на границе фаз.

В оригинальной работе [Miklejohn, 1962] предполагалось, что смещение ПГ при наличии ОА обусловлено возникновением обменной энергии на границе антиферромагнитной (АФ) и ферромагнитной (ФМ) фаз, где спины при перемагничивании испытывают резкий разворот на 180°. Однако эта модель работает при условии, что направление намагниченности подрешеток фиксировано и контролируется магнитной анизотропией АФ. Иными словами, предполагается, что величина ОА меньше величины магнитной анизотропии $A\Phi$, что вряд ли имеет место в интересующих нас структурах твердофазного распада различных титаномагнетитов и гемоильменитов (ниже без потери существа проблемы мы будем трактовать для простоты анализа слабый ФМ как просто АФ.) Если же ОА доминирует по величине над магнитокристаллографической анизотропией, то процесс перемагничивания происходит путем возникновения ДГ в АФ, что, как известно, понижает обменную энергию на 1-2 порядка; соответственно, в такое же количество раз понижается и поле смещения H_{ен} [Dimitrov et al., 2001; Geshev, 2000; Smith and Cain, 1991]. Однако авторы этих работ ограничились анализом либо приближенного аналитического, либо численного решения проблемы в допушении одномерного изменения вектора спонтанной намагниченности *I* и пренебрежении собственной магнитостатической энергией Е_{маагн} ФМ-частицы. Строгое микромагнитное решение этой задачи в том же приближении представлено в нашей предыдущей работе [Щербаков, Сычева. 2003]. основные выволы которой сволятся к следующему. Для однодоменных (ОД) и малых псевдооднодоменных (ПОД) зерен величина смещения петли Н, может достигать сотен эрстед, в то время как для крупных МД частиц смещение может быть предельно малым, ~1 мТ. Если же размер зерна меньше ОД размера ФМ-фазы, то ДГ, а следовательно, и смещения ПГ вообще не возникает частица перемагничивается как одно целое.

Понятно, что принятые приближения далеки от реальности, если иметь в виду такие сильномагнитные минералы как титаномагнетит или гемоильменит известного состава. В данной статье мы представляем результаты численного моделирования ПГ ОД и малых ПОД-зерен, свободные от этих недостатков. Что же касается крупных зерен МД размера, то для них микромагнитное моделирование пока не представляется возможным в силу громадного объема вычислений. Детали численного метода описаны в [Щербаков, Сычева, 2001], вкратце процедура сводится к следующему.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Введем декартову систему координат (*X*, *Y*,*Z*) *и* предположим, что частица имеет форму параллелепипеда со сторонами М вдоль *X* и *Y* осей и *L* вдоль оси *Z*; при этом плоскость $Z = Z_o$ разделяет АФ- и ФМ-фазы (рис. 1). Пусть a_x , a_y , a_z направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности J_s в ФМ и вектора спонтанной намагниченности J_{af} в одной из подрешеток АФ. Полная энергия частицы состоит из суммы обменной



Рис. 1. Модель частицы, содержащей антиферромагнитную (АФ) и ферромагнитную (ФМ) фазы.

энергии E_{o6M} , энергии магнитокристаллографической анизотропии E_{aH} , магнитостатической энергии E_{H} во внешнем магнитном поле H и собственной магнитостатической энергии $E_{магн}$. Для простоты расчета примем, что обменные константы $A\Phi$ - и Φ M-фаз, как и величина обменной связи между фазами, одинаковы и равны A, что позволяет воспользоваться приближением сильной связи $E_{o6M} \gg E_{aH}$ [Щербаков, Сычева, 2003], когда изменением угла между спинами фаз, соседствующих на границе, можно пренебречь.

Положим $I_s = I_s i$, где i - единичный вектор и перейдем к безразмерным координатам <math>x = X/L, y = Y/L, z = Z/L, тогда плотность нормированной на K_{fm} энергии E_{fm} в ФМ есть

$$e_{fm} = \frac{E_{fm}}{K_{fm}} = \beta^2 (\nabla \mathbf{i})^2 - \alpha_y^2 + \mathbf{h} \cdot \mathbf{i} + g e_{\text{MAFH}}.$$
 (1)

Здесь $\beta = d_{fm}/L$, где $d_{fm} = \sqrt{A/K_{fm}}$ – характерный размер доменной границы (ДГ) [Вонсовский, 1971] в ФМ, K_{fm} – константа одноосной магнитной анизотропии, $g = I_s^2/K_{fm}$, $e_{\text{магн}}$ – редуцированная собственная магнитостатическая энергия, алгоритм расчета которой изложен в [Щербаков, Сычева, 2001], $h = gH/I_s$ – нормированное внешнее

магнитное поле. Допущение одноосности оправдано физически по той причине, что в неоднородном по составу зерне, как правило, присутствуют значительные напряжения, приводящие к эффективной одноосности магнитной анизотропии. Аналогично, в АФ

$$e_{af} = \frac{E_{af}}{K_{fm}} = \beta^2 (\nabla \mathbf{i})^2 - k \alpha_y^2, \qquad (2)$$

где $k = K_{af}/K_{fm}$.

Для проведения численных расчетов проведем мысленное разбиение частицы на кубики с размером ребра L/N_z , где N_z – число разбиений бо́льшего ребра параллелепипеда, (рис. 1). Пусть N_x – число разбиений малого ребра, а целые числа (k_x, k_y, k_z) нумеруют ячейки вдоль осей x, y, z. Пусть $\alpha_x(k_x, k_y, k_z), \alpha_y(k_x, k_y, k_z), \alpha_z(k_x, k_y, k_z)$ – направляющие косинусы вектора намагниченности данной ячейки. Введем сферическую систему координат (r, θ, ϕ) , тогда $\alpha_x(k_x, k_y, k_z) = \cos\theta(k_x, k_y, k_z)\cos\phi(k_x, k_y, k_z), \alpha_y(k_x, k_y, k_z) = \cos\theta(k_x, k_y, k_z) \sin\phi(k_x, k_y, k_z), \alpha_z(k_x, k_y, k_z) = \sin\theta(k_x, k_y, k_z)$. Теперь задача определения стабильной конфигурации вектора намагниченности **I**_s состоит в минимизации полной энергии

$$E_{\text{полная}} = \sum_{k_{x}, k_{y}, k_{z}} (E_{\text{обм}}(k_{x}, k_{y}, k_{z}) + E_{\text{ан}}(k_{x}, k_{y}, k_{z}) + E_{\text{н}}(k_{x}, k_{y}, k_{z}) + E_{\text{н}}(k_{x}, k_{y}, k_{z}) + E_{\text{магн}}(k_{x}, k_{y}, k_{z}))$$
(3)

как функции углов $\theta(k_x, k_y, k_z)$ и $\varphi(k_x, k_y, k_z)$. В качестве метода минимизации был выбран метод сопряженных градиентов, для расчета магнитостатической энергии использовалось быстрое преобразование Фурье, расчет велся при $N_z = 31, N_x = 15$. Проекция магнитного момента частицы на направление **H** для получения ПГ рассчитывалась по формуле $M_y = \sum_{k_x,k_y,k_z} \alpha_y (k_x, k_y, k_z)$.

В дальнейшем при проведении численных расчетов в качестве исходной бралась ОД-конфигурация, когда вектор намагниченности всех ячеек параллелен оси легкого намагничивания Z.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Из формул (1), (2) и рис. 1 видно, что решение определяется 5 параметрами: h, β , g, k и относительным размером АФ- и ФМ-фаз $m = Z_0/(L - Z_0)$, поскольку вклад в E_H дает только ФМ-фаза. Для дальнейшего удобнее ввести вместо β величину $\beta_{fm} = \beta L/(L - Z_0)$, характеризующую отношение ширины ДГ к размеру ФМ-частицы. По своему физическому смыслу параметр β_{fm} есть отношение характерной ширины ДГ к размеру ФМ-фазы. Отсюда видно, что область $\beta_{fm} \ge 1$ отвечает ОД частицам, поскольку в этом случае размер ФМ-фазы так мал, что ДГ не умещается в ней и энергетически выгоднее сохранять однородное

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 6 2005



Рис. 2. (а) – петля гистерезиса для случая слабомагнитного материала, g = 0.1, k = 1, m = 4.73, $\beta_{fm} = 0.322$, $h_{+} = -2.25$ (-2.3), $h_{-} = 1.2$, $h_{cm} = -0.525$; (б) – доменная конфигурация, соответствующая точке T на ПГ.



Рис. 3. L = 0.1 мкм. (a) – ПГ для g = 1, k = 1, m = 0.94, $\beta_{fm} = 0.327$, $h_+ = -3.4$; $h_- = 0.9$; $h_{CM} = -1.25$; (б) – доменная конфигурация, соответствующая точке T на ПГ.

распределение **I**_s, а область $0.1 \le \beta_{fm} \le 1$ отвечает частицам надкритического размера, иными словами, малым ПОД зернам, так как распределение намагниченности в ней в отсутствие ОА может быть существенно неоднородным за счет возникновения ДГ или мод типа *flower* или *curling* [Вонсовский, 1971; Fabian et al., 1996; Щербаков, Сычева, 2001].

В аналитической модели магнитостатическая энергия не принималась во внимание, и для сравнения предсказаний аналитической одномерной и численной трехмерной моделей вначале были проведены расчеты для случая слабого ФМ, когда g = 0.1 (другая трактовка - сильноанизотропный материал). На рис. 2а представлена ПГ для случая относительно тонкой ФМ-фазы, m = 4.73,

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 6 2005



Рис. 4. L = 0.5 мкм. (a) - ПГдля£ = l, k = l, m = 1.03, (3[^] = 0.0686, $h_+ = -1.1$, $\ddot{\mu}_- = 0.1$; / $\Gamma_{c_M} = -0.5$; (б) - доменная конфигурация, соответствующая точке T1 на ПГ (*flower*); (в) — доменная конфигурация, соответствующая точке T2 на ПГ; (г) - доменная конфигурация, соответствующая точке T3 на ПГ (*flawer*); (в) — доменная конфигурация, соответствующая точке T2 на ПГ; (г) - доменная конфигурация, соответствующая точке T3 на ПГ (на рис. 46, 4в, 4г показана часть АФ, граничащая с ФМ).

имитирующей ФМ-пленку, выросшую на соседствующей протяженной АФ-фазе.

Здесь $A_{_{CM}} = (h_+ + h_-)/2$ - нормированное поле смещения, h_+ и h_- есть нормированные поля перемагничивания на нисходящей и восходящей ветвях ПГ, соответственно, то есть в точках, где M = 0. В скобках приведено значение U+, вычисленное по формуле (23) работы [Щербаков, Сычева, 2003], Как видно, величины h_+ , определенные численно и аналитически, хорошо совпадают, что подтверждает правильность алгоритма. В соответствии с предсказаниями одномерной модели, при $h > h_+$ возмущение развивается в стенку Блоха, расположенную в АФ-фазе, что продемонстрировано на рис. 26 (на рисунке для большей наглядности представлена лишь часть АФ, граничащая с ФМ). На нижней ветви ПГ эта стенка служит "зародышем" обратного перемагничивания, что и является причиной снижения критического поля h_{-} в сравнении с h_{+} и соответствующему смещению ПГ. После возвращения магнитного момента к положительным значениям ДГ исчезает, и конфигурация возвращается к исходной ОД.

Аналогичный расчет для сильного $\Phi M (g - 1)$ привел лишь к несущественному отличию ПГ от представленной на рис. 2а. Напомним, что в данном конкретном случае ΦM представлен тонкой пленкой, намагниченной вдоль плоскости, поэтому собственная магнитостатическая энергия $E_{mathematic}$ здесь относительно невелика, что и явилось причиной схожести ПГ и доменной конфигурации как для слабого, так и для сильного ΦM .

Ситуация меняется (рис. 3 и рис. 4), если вклад $\pounds_{\text{магн}}$ сравним с вкладами остальных видов энергий, то есть если форма ФМ-фазы близка к кубической. Для иллюстрации предположим, что ФМ представлен магнетитом $A = 0.67 \times 10^{-11} \text{ Дж/м}, l_s =$ = 4.8 x 10⁵ А/м, тогда выбранным параметрам можно сопоставить реальный размер зерна, рассчитанный по формуле $L = \sqrt{gA/I_s^2}/\beta$, конкретный размер указан в подписи к рисункам, приведенным ниже. Для маггемита соответствующие размеры будут близки к рассчитанным для магнетита, а для гемоильменита ($I_s \sim 10^5 \text{ А/м}$) все размеры приблизительно удваиваются.

В соответствии с выводами работы [Щербаков, Сычева, 2003] наши расчеты подтвердили, что при указанных условиях и при*betta*>0.6 в частицах ОД-размера обе фазы, действительно, перемагничиваются одновременно. Это означает, что в этом случае отсутствуют смещенные ПГ и, следовательно, этот критерий возможности самообращения по обменному механизму не работает.

Как упоминалось выше, при снижении В_{іт}, то есть в частицах надкритического размера, при H < $< H_{cr}$ обычно развивается мода типа *flower*, а при дальнейшем увеличении размера - curling. Здесь $H_{cr} = h_{+}I_{s}$ - критическое поле, соответствующее моменту срыва намагниченности от положительных (нисходящая ветвь ПГ) к отрицательным (восходящая ветвь ПГ) значениям М_о. Мода типа flower, действительно, наблюдается на нисходящей ветви ПГ, как показано на рис. 46. Однако мода curling на этой ветви вообще не возникает, поскольку наличие ОА затрудняет развитие сильно неоднородных конфигураций, к которым относится эта мода, так что даже зерна магнетита размером 0.5 мкм в отсутствие внешнего поля остаются в состоянии flower. Далее переворот вектора магнитного момента А/, от положительных к отрицательным значениям происходит путем образования стенки Нееля, а не Блоха, что связано, видимо, с тем, что мода *flower* геометрически ближе к стенке Нееля, нежели Блоха. Это особенно хорошо видно для р[^], не слишком сильно отличающимся от единицы (рис. 36, $\beta_{fm} = 0.327$). Для малых Р[^] (больших размеров) доменная конфигурация непосредственно после переворота M_y имеет весьма сложную форму, которую для зерна размером в 0.3 мкм ($\beta_{fm} = 0.114$) можно описать как наложение стенки Нееля и закрутки, а при увеличении размера до 0.5 мкм ($\beta_{fm} = 0.069$) переходная доменная конфигурация трансформируется в одну или несколько мод *curling* (рис. 4в и рис. 4г), видоизменяющихся при изменении поля, благодаря чему обе ветви ПГ становятся наклонными (рис. 4а).

Таким образом, результаты численных расчетов подтверждают, что наличие в ОД зернах обменной анизотропии, доминирующей по величине над магнитной, отнюдь не приводит к смещению ПГ (что, однако, не отрицает возможности самообращения TRM в таких частицах). В то же время в малых ПОД (субмикронных, если речь идет о магнетите или гемоильмените) зернах, соседствующих с АФ-фазой, процесс перемагничивания происходит путем возникновения Д Γ в А Φ или на границе фаз, что приводит к смещению ПГ. Величина смещения петли в нормированных единицах $h_{cm} \sim 1$, что соответствует реальному посменценния $I_{sm}I_{sm}/g \sim (10-100)$ мТ. Тот факт, лю что на породах, демонстрирующих самообращение, ПГ с такими полями смещения до сих пор практически не наблюдались, говорит о том, что существование обменного механизма самообращения в горных породах за счет малых ПОД-частиц следует признать крайне маловероятным. Вместе с тем отметим, что в работе [Haag et al., 1990] на образцах, содержащих крупные МД-частицы гемоильмента, обнаружены ПГ с Н_{см} ~ (1-10) мТ, что свидетельствует в пользу наличии ОА в этих образцах и хорошо согласуется с нашими оценками величины Н" для МД-зерен [Щербаков, Сычева, 2003].

Работа выполнена при поддержке INTAS, грант 99-1273. Авторы выражают благодарность В.И. Трухину за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Большаков А.С., Танеев А.К., Дашевская Д.М., Мельников Б.Н., Щербаков В.П. Аномальные свойства термоостаточной намагниченности искусственных ферритов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1978. № 3. С. 78-83.

Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука. 1971. 1032 с.

Нагата Т. Магнетизм горных пород. М.: Мир. 1965. 348с.

Трухин В.И., Жиляева В.А., Саврасов Д.И., Сафрошкин В.Ю., Бубнов А.В. Самообращение термоостаточной намагниченности горных пород кимберлитовых трубок Якутии // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1984. № 11. С. 78-89.

Трухин В.И.. Караевский С.Х. О механизме самообращения термоостаточной намагниченности в кимбер-

ФИЗИКА ЗЕМЛИ № 6 2005

литах трубки "Мир" (Якутия) // Докл. АН СССР. 1986. Т. 286. №4. С. 848-851.

Трухин В.И., Жиляева В.А., Томилин Е.Ф., Конилов А.Н. Особенности и возможный механизм самообращения TRM синтезированных гемоильменитов // Физика Земли. 1997. № 2. С. 52-59.

Щербаков В.П., Большаков А.С., Мельников Б.Н. Аномальная температурная зависимость остаточной намагниченности ферромагнетиков // Докл. АН СССР. 1975. Т. 224. № 6. С. 1315-1317.

Шербаков В.П., Сычева Н.К. Численное моделирование доменной структуры зерен магнетита субмикронных размеров // Физика Земли. 2001. № 4. С. 62-73.

Шербаков В.П., Сычева Н.К. Математическое моделирование смещенных петель гистерезиса при наличии обменной анизотропии на границе фаз // Физика Земли. 2003. № 8. С. 80-88.

Bina M., Tanguy J.C., Hoffmann V. et al. A detailed magnetic and mineralogical study of self-reversed dacitic pumices from the 1991 Pinatubo eruption (Philippines) // Geophys. J. Int. 1999. 138. P. 159-178.

Dimitrov D.V., Mack A., Gangopadhyay S. A study of the induced anisotropy in a ferromagnetic grain from an exchange coupled antiferromagnetic grain with uniaxial anisotropy // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2001. V. 225. P. 403-410.

Fabian K., Kirchner A., Williams W. et al. Three-dimensional micromagnetic calculations for magnetite using FFT // Geophys. J. Int. 1996. V. 124. P. 89-104.

Geshev J. Analytical solutions for exchange bias and coercivity in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers//Physical Review B. 2000. V.62. N 9. P. 5627-5633.

Meiklejohn W.E. Exchange Anisotropy - A Review // J. of Appl. Physics. 1962. V. 33. N 3. P. 1328-1335.

Goguitchaivili A., Prevot M. Magnetism of oriented single crystals of hemoilmenite with self-reversed thermoremanent magnetization // J. of Geophys. Res. 2000. V. 105. N B2. P. 2761-2780.

Haag M., Heller F., Allenspach R., Roche K. Self-reversal of natural remanent magnetization in andesitic pumice // Phys. Earth Planet. Int. 1990. V. 65. P. 104-108.

Hoffman K.A. S 'If-reversal of thermoremanent magnetization in the ilmenite-hematite system: order-disorder symmetry and spin alignment // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. N B~^ P. 10883-10895.

Hoffmann V., Fehr K.Th. Micromagnetic, rockmagnetic and mineralogical studies on dacitic pumece from the Pinatubo eruption (1991, Philippines) showing self-reversed TRM Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23. N 20. P. 2835-2838.

Lawson C.A., Nord G.L., Dowty E., Hargraves R.B. An- I tiphase Domains and Reverse Thermoremanent Magnetism in Ilmenite-Hematite Minerals // Science. 1981. V. 213 P. 1372-1374.

Nord G.L., Lawson C.A. Order-disorder transition-induced twin domains and magnetic properties in ilmenite-hematite American Mineralogist. 1989. V. 74. P. 160-176.

Ozima M., Funaki M. Hemoilmenite as a carrier of SRTRM in dacitic pumice from Akagi, Ontake and Sambe Volcanoes. Japan // Earth Planet. Sci. Lett. 2003. V. 213. P. 311-320.

Prevot M., Hoffmann K.A., GoguitchaichviliA., Doukhan ./.-C., Shcherbakov V., Bina M. The mechanism of self-reversal of thermoremanence in natural hemoilmenite crystals: new experimental data and model // Phys. Earth Planet. Int. 2001. V. 4024. P. 1-18.

Smith N., Cain W.C. Micromagnetic model of an exchanae coupled NiFe-TbCo bilayer // J. Appl. Phys. 1991. 69(4). P. 2471-2479.

Stacey F.D., Banerjee S.K. The physical principles of the rock magnetism // Amsterdam: Elsevier. 1974. 195 p.

Uyeda S. Thermo-remanent magnetism and coercive force of the ilmenite-hematite series //J. Geomagn. Geoelectr. 1957 V. 9. P. 61-78.

Uyeda S. Thermo-remanent magnetism as a medium of paleomagnetism, with special reference to reverse thermoremanent magnetism // Japn. J. Geophys. 1958. V. 2. P. 1-123.

Wescott—Lewis M.F., Parry L.G. Thermoremanence in synthetic rhombohedral iron-titanium oxides // Aust. J. Phys 1971. V. 24. P. 735-742.