

УДК 550.3823

ДВУХДОМЕННАЯ МОДЕЛЬ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ ТЕРМОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

© 1999 г. Н. А. Хасанов, В. И. Максимочкин, К. А. Валеев

Бакирский государственный университет, г. Уфа

Поступила в редакцию 17.03.98 г.

Теоретически исследовано формирование термоостаточной намагниченности в ансамбле двухдоменных зерен, имеющих кубическую решетку. Предлагается модель, описывающая влияние давления на образование термоостаточной намагниченности.

Ключевые слова: термоостаточная намагниченность, влияние давления, минералы.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из источников информации о процессах, происходящих в глубинных слоях земной коры и верхней мантии, является аномальное геомагнитное поле, создаваемое горными породами земной коры. Намагниченность большей части пород земной коры сформировалась под воздействием слабого магнитного поля, температуры и высокого давления. Для того чтобы извлекать эту информацию и правильно ее интерпретировать, нужно знать закономерности влияния высоких давлений и температур на магнитные свойства горных пород. Изучать влияние давления и температуры на магнитные свойства, особенно на формирование; намагниченности, в естественных условиях очень сложно. Вследствие этого метода теоретического и экспериментального лабораторного моделирования может дать ценную информацию о естественной намагниченности глубинных пород земной коры.

Явление термонамагничивания, т.е. образование намагниченности при охлаждении от температуры выше точки Кюри в слабом магнитном поле, играет большую роль в формировании естественной остаточной намагниченности изверженных пород, и, как показали многие исследования, большей части пород океанской коры, формирование намагниченности которых происходило в условиях достаточно большого избыточного давления. Если формирование термоостаточной намагниченности (TRM) при нормальном давлении довольно хорошо изучено, то влиянию давления на формирование естественной остаточной намагниченности термоостаточной природы было уделено мало внимания.

Для теоретического моделирования влияния давления, к примеру, на термоостаточную намагниченность (TRM) нужно знать механизм ее образования. Впервые удовлетворительная теория

TRM однодоменных невзаимодействующих зерен была создана Л. Неелем [Neel, 1955]. Большой вклад в развитие теории TRM многодоменных зерен внесли Л. Неель [Neel, 1955], Ф.Д. Стейси [Stacey, 1963], В.А. Шмидт [Schmidt, 1973], В.П. Щербаков (см., например, [Щербаков, 1979]) и др. Но ни одна из теорий TRM не объясняет количественно всего разнообразия фактов. Одна из причин этого заключается в том, что ферромагнетики в горных породах могут существовать в виде зерен разных размеров, от суперпарамагнитных до многодоменных.

Из литературы известны попытки создать теорию влияния высоких давлений на некоторые магнитные свойства горных пород. В частности, влияние внешнего давления на образование TRM теоретически оценивали Ф.Д. Стейси [Stacey, 1958] для сплошного поликристаллического магнетита и Л. Неель [Neel, 1959] для однодоменных зерен. Ф.Д. Стейси считал, что если сжатие будет упругим, то TRM, возникающая под давлением в магнетитсодержащих породах, после снятия давления станет равной обычной TRM. Л. Неель теоретически обосновал, что TRM горных пород, содержащих магнетит, может отклоняться от направления приложенного поля H_{ex} на 8 градусов при давлении 500 кГ/см².

После Л. Нееля было проведено много экспериментальных исследований влияния давления на термоостаточную намагниченность. Стало ясно, что эти теории не всегда согласуются с экспериментом. Т. Нагата [Nagata, 1970], Р.М. Скотт и Ф.Д. Стейси [Scott, Stacey, 1960], создавая TRM в образцах изверженных горных пород, находящихся в земном поле под давлением 50-100 МПа, выяснили, что направление TRM, измеренное после снятия давления, совпадает с внешним полем с точностью до ошибки эксперимента. В работе [Максимочкин, 1995] было установлено, что дав-

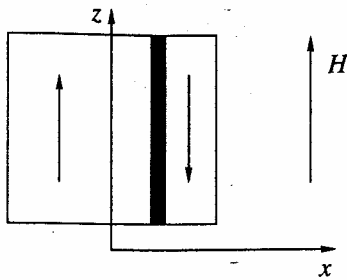


Рис. 1. Модель двухдоменного зерна по Шмидту.

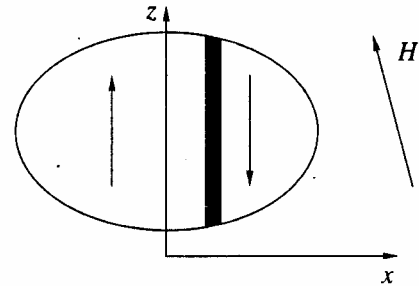


Рис. 2. Обобщенная модель двухдоменного зерна.

ление квазивсестороннего характера затрудняет формирование термонамагниченности пород как с магнетитовыми, так и с титаномagnetитовыми зёрнами. Причем эффект влияния давления на формирование термонамагниченности растет с ростом размера зерна. Ни одна из существующих теорий термонамагничивания не могла удовлетворительно объяснить влияние давления на этот процесс.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Цель данной работы – создать теоретическую модель, объясняющую закономерности влияния давления на формирование термонамагниченности малодоменных ферромагнитных зёрен горных пород.

Для оценки влияния механических напряжений на формирование TRM горных пород за основу была взята теория образования термоостаточной намагниченности В.А. Шмидта [Schmidt, 1973]. В.А. Шмидт рассмотрел зерно в форме параллелепипеда, состоящее из двух противоположно намагниченных доменов, разделенных 180-градусной стенкой (рис. 1).

В этой модели удобно работать с относительной спонтанной намагниченностью m , зависящей от температуры T :

$$m(T) = I_S(T)/I_S(T_0), \quad (1)$$

где I_S – спонтанная намагниченность, T_0 – фиксированная температура (обычно либо 0 К, либо комнатная). Температуры везде указываются только косвенно, через $m(T)$. Этого достаточно, так как для большинства магнитных минералов $m(T)$ является однозначной монотонно убывающей функцией от T .

В.А. Шмидт составил следующее выражение для энергии E :

$$E = -AHmx + Dm^2x^2 - Bm^p \cos(2\pi x/l). \quad (2)$$

Здесь x – смещение стенки от центра зерна, A , D , B – постоянные величины, не зависящие от температуры. Первый член – энергия взаимодействия между магнитным моментом зерна и приложен-

ным полем H . Второй член представляет размагничивающую энергию зерна. Третье слагаемое представляет взаимодействие между стенкой и дефектами решетки как синусоиду с длиной волны l . Чтобы рассчитать TRM, В.А. Шмидту пришлось неявно устремить l к нулю. Зависимость от температуры энергии взаимодействия стенки с дефектами полностью содержится в множителе m^p , где p , согласно экспериментальным результатам Д. Данлопа и Е. Уоддингтона [Dunlop, Waddington, 1972], в порошках магнетита и горных породах находится в диапазоне от 2.5 до 3.0. Константа B означает величину этого взаимодействия при $T = T_0$ (когда $m = 1$).

По Шмидту, TRM при температуре T вычисляется по формуле:

$$M_{TRM}(T) = \frac{A^2(p-1)}{2D(p-2)} \times \left(\frac{2(p-2)\pi B}{Al} \right)^{\frac{1}{p-1}} H^{1-\frac{1}{p-1}} m(T). \quad (3)$$

Из модели Шмидта следует, что давление не должно влиять на величину формируемой TRM. Действительно, у Шмидта все векторы намагниченности доменов коллинеарны направлению внешнего поля, и на них магнитоstrictionные эффекты действуют одинаково. Кроме того, известно [Валеев, Максимочкин и др., 1990], что воздействие квазивсестороннего давления меняет плотность распределения дефектов решетки (в частности, дислокаций). Это невозможно учесть в стандартной модели Шмидта, так как она решается аналитически только при бесконечно близких потенциальных барьерах.

Однако экспериментальные данные [Максимочкин, 1995] свидетельствуют, что давление влияет на величину формируемой TRM.

Чтобы рассчитать влияние давлений на TRM пород, содержащих двухдоменные ферромагнитные зёрна, рассмотрим модель TRM, разработанную нами на основе модели Шмидта, но базирующуюся на более реалистичных предположениях,

и в то же время допускающую простое аналитическое решение.

Для этого, во-первых, предположим, что потенциальные барьеры расположены не бесконечно близко, а на конечных расстояниях друг от друга. Во-вторых, допустим, что барьеры расположены не на одинаковых расстояниях между собой, а хаотично. В-третьих, будем считать, что оси легкого намагничивания кристаллических зерен в образце горной породы не направлены вдоль магнитного поля, а хаотично распределены в пространстве.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Напишем выражение для той части свободной энергии зерна, которая зависит от координаты x доменной границы (стенки), в виде:

$$E = E_H + E_{DEM} + E_W + E_b. \quad (4)$$

Здесь E_H – энергия взаимодействия зерна с внешним магнитным полем, E_{DEM} – энергия дипольного взаимодействия атомов зерна между собой, E_W – энергия доменной стенки, E_b – энергия взаимодействия стенки с барьерами. При этом будем считать, что смещение x стенки мало по сравнению с размером зерна (что справедливо для TRM в земном поле). Следуя Шмидту, мы везде будем пользоваться относительной намагниченностью m (см. формулу (1)).

Энергию E_H можно представить в виде $E_H = -AH_zmx$, где H_z – проекция вектора напряженности магнитного поля на ось легкого намагничивания, $A = \text{const}$. Если зерно объема V имеет форму прямоугольного параллелепипеда, то $A = 2\mu_0 I_S(0)V/L$, где L – размер зерна вдоль оси x . Если оно имеет форму эллипсоида (рис. 2), то $A = 3\mu_0 I_S(0)V/2R_x$, где R_x – полуось вдоль направления x . Символом μ_0 обозначена магнитная постоянная.

Энергии E_{DEM} и E_W в первом приближении одинаково зависят и от x , и от m (по квадратичному закону). Их сумму можно представить в виде Dm^2x^2 , где $D = \text{const}$. В частности, $E_{DEM} \approx \text{const} +$

$+ 2.1 \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{x}{R}\right)^2 I_S^2 V$ для сферического зерна радиуса

R и $E_{DEM} \approx \text{const} + 2.9 \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{x}{a}\right)^2 I_S^2 V$ для кубического зерна со стороной a .

Вместо того, чтобы представить зависимость энергии E_b от x синусоидой, разложим ее в ряд Тейлора в районе какого-либо барьера, точнее, возле точки его максимальной крутизны (точки перегиба) x_F . Тогда для суммарной энергии мы получим выражение:

$$E = -AH_zmx + Dm^2x^2 + a_0 + a_1(x - x_F) + a_2(x - x_F)^2 + a_3(x - x_F)^3. \quad (5)$$

При $a_1 < 0$, $a_3 > 0$ барьер мешает движению стенки влево, а при $a_1 > 0$, $a_3 < 0$ – движению вправо. Очевидно, $a_2 = 0$ (так как в точке перегиба вторая производная обращается в нуль). Чтобы найти стабильное положение стенки (т.е. точку минимума энергии), приравняем к нулю производную от энергии по координате:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -AH_zm + 2Dm^2x + a_1 + 3a_3(x - x_F)^2 = 0. \quad (6)$$

Это простое уравнение имеет два решения:

$$x = x_F - \frac{Dm^2}{3a_3} \pm \sqrt{\frac{2Dm^2\left(\frac{Dm^2}{6a_3} - x_F\right) - a_1 + AH_zm}{3a_3}}. \quad (7)$$

Можно показать, что $|x_F| \gg \left|\frac{Dm^2}{3a_3}\right|$. Данное уравнение имеет действительные корни лишь тогда, когда дискриминант положителен. Когда он становится отрицательным, минимум исчезает и стенка срывается с потенциального барьера. Таким образом, можно найти условие срыва:

$$-2Dm^2x_F - a_1 + AH_zm = 0. \quad (8)$$

Константа a_1 зависит от температуры по степенному закону и может быть представлена, как и в теории Шмидта, в виде $-Wm^p$ при движении границы влево (см. рис. 1) и в виде $+Wm^p$ при движении вправо.

Итак, условие срыва стенки записывается следующим образом:

$$2Dm^2x_F \pm Wm^p - AH_zm = 0. \quad (9)$$

Кроме W , введем еще один параметр, характеризующий взаимодействие стенки с дефектами, – это среднее число ν барьеров (препятствующих движению влево) на единицу длины зерна. Можно доказать, что среднее расстояние влево от произвольной точки до первого попавшегося барьера, мешающего движению влево, равно среднему расстоянию между барьерами, мешающими движению влево, и равно $1/\nu$.

Воспользуемся нашей моделью и найденным нами условием срыва для вычисления полной термоостаточной намагниченности, полученной в результате охлаждения ансамбля хаотично ориентированных зерен в земном магнитном поле от температуры Кюри до комнатной температуры T_0 . Процесс приобретения TRM отдельным зерном изображен на рис. 3. По оси абсцисс вместо температуры дана относительная спонтанная намагниченность m , а по оси ординат вместо намаг-

ниченности дано отношение смещения x стенки к размеру зерна L . Данный график рассчитан при следующих (подобранных лишь для наглядности рисунка) значениях констант: $p = 3$, $AH_z/(DL) = 0.02$, $W/DL = 0.3$.

Пусть зерно нагрето выше температуры Кюри и охлаждается в магнитном поле. Верхняя кривая (обозначенная на рис. 3 номером 1) описывается уравнением

$$x = \frac{Wm^p + AH_z m}{2Dm^2} \quad (10)$$

и соединяет точки срыва с потенциальных барьеров. Ломаной линией (2) показано истинное движение стенки. Нижняя кривая (3) изображает равновесное положение стенки, отвечающее глобальному энергетическому минимуму. Она удовлетворяет уравнению

$$x = \frac{AH_z m}{2Dm^2}. \quad (11)$$

При температурах чуть ниже температуры Кюри относительная спонтанная намагниченность m , ответственная за размагничивающее поле, очень мала, поэтому зерно является однодоменным. По мере охлаждения m растет, и вскоре становится энергетически выгодным существование второго домена. Так как вблизи точки Кюри велики термомагнитные флуктуации, второй домен возникает немедленно. Стенка вначале движется вместе с глобальным минимумом, не задерживаясь на барьерах. Но высота барьеров быстро растет с падением температуры. Поэтому вскоре стенка останавливается на одном из барьеров и удерживается там, пока не выполнится условие срыва (10). После этого стенка совершает скачок Баркгаузена до следующего барьера. Так она движется рывками, пока не встретится непреодолимый барьер. Это произойдет, когда кривая 1 на рис. 3 достигнет минимума. Можно найти положение минимума, приравняв производную по m от функции срыва (10) к нулю. Мы получим:

$$m_B^{p-1} = \frac{AH_z}{W(p-2)}. \quad (12)$$

Как известно, температура, при которой происходит такое закрепление стенки, называется блокирующей температурой.

Подставив (11) в (12), получим координату x стенки после блокирования. Фактически стенка останавливается не в точке $x(m_B)$, а дальше, на первом попавшемся барьере, расстояние до которого у каждого зерна свое. Интегрируя по ансамблю зерен, имеющих одинаковую H_z , мы получим, что намагниченность соответствует некоторой средней координате доменной стенки:

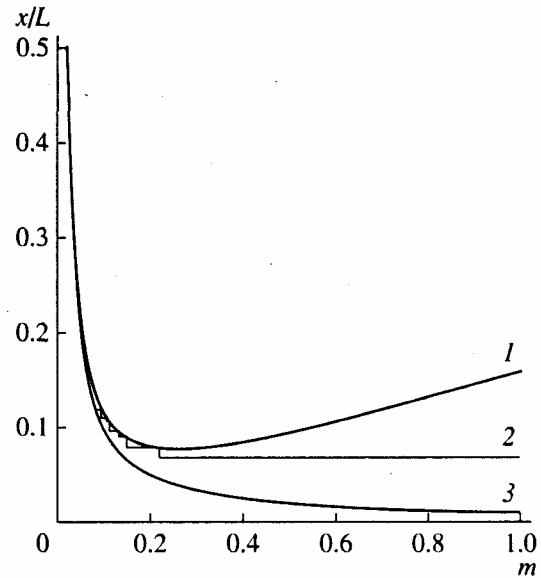


Рис. 3. Процесс приобретения зерном термоостаточной намагниченности.

$$x = \frac{AH_z}{2D} \left(\frac{p-1}{p-2} \right) \left(\frac{W(p-2)}{AH_z} \right)^{\frac{1}{p-1}} - \frac{1}{v}. \quad (13)$$

Обозначим буквой q величину $p-1$. Тогда после охлаждения до комнатной температуры T магнитный момент зерна будет в среднем равен:

$$M(T) = 2I_{s0}m(T)S \left(\frac{qW^{1/q}}{2D} \left(\frac{AH_z}{q-1} \right)^{\frac{q-1}{q}} - \frac{1}{v} \right). \quad (14)$$

Полученная формула по виду близка к формуле, полученной Шмидтом. Теперь же мы учтем, что оси легкого намагничивания зерен хаотично распределены в пространстве. Можно показать, что величина ζ , равная косинусу угла между ОЛН и H , в случае ансамбля одноосных кристаллов или вытянутых зерен распределена равномерно между 0 и 1, а в случае ансамбля четырехосных невытянутых (например, сферических) зерен можно считать, что ζ распределена равномерно между $\zeta_0 \approx 0.7$ и 1.

Магнитный момент всего ансамбля равен:

$$M_{\text{анс}} = \frac{N}{1-\zeta_0} \times \int_{\zeta_0}^1 2I_{s0}m(T)S \left(\frac{qW^{1/q}}{2D} \left(\frac{AH_z \zeta}{q-1} \right)^{\frac{q-1}{q}} - \frac{1}{v} \right) \zeta d\zeta. \quad (15)$$

Отсюда легко находится TRM. Так как образцы пород отличаются и по размерам, и по концентрации ферромагнитных зерен, удобнее дать от-

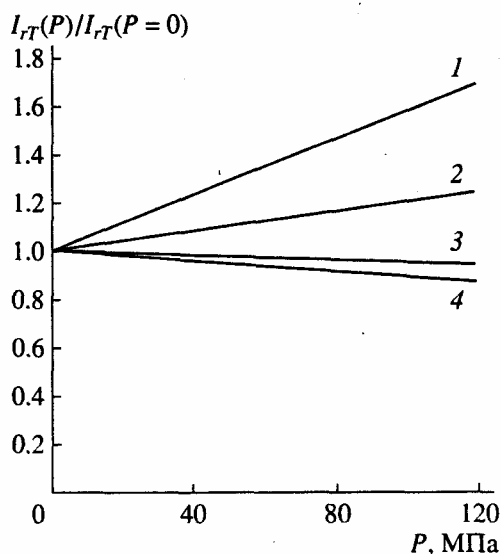


Рис. 4. Рассчитанные зависимости TRM магнетита (4, 3) и никеля (1, 2) от одноосного давления.

ношение TRM к намагниченности насыщения I_s при той же (комнатной) температуре:

$$\frac{I_{rT}}{I_s} = C \left(\frac{AHq}{2D(q-1)} \left(\frac{W(q-1)}{AH} \right)^{1/q} F_0 - \frac{1}{v} G_0 \right), \quad (16)$$

где

$$F_0 = \frac{q}{3q-1} \frac{1-\zeta_0^{3q-1}}{1-\zeta_0}, \quad (17)$$

$$G_0 = (1 + \zeta_0)/2. \quad (18)$$

В формуле (16) буквой C обозначен множитель, зависящий только от формы и размеров зерен. В частности, для зерен кубической формы $C = 2/L$, а для сферических зерен $C = 3/(2R)$.

Данная модель уже позволяет оценить влияние давления и вообще механических напряжений на величину формируемой TRM. На намагниченность двухдоменного зерна давление может влиять двумя путями: 1) наложение давления меняет плотность потенциальных барьеров, 2) под давлением векторы спонтанной намагниченности отклоняются, что ведет к изменению H_z .

В зависимости от порядка наложения и снятия давления и температуры различают несколько процессов: создание пьезостаточной намагниченности, разрушение TRM давлением, создание TRM под давлением и т.д. Применим предлагаемую модель к рассмотрению создания TRM под давлением и последующему снятию давления. Пусть горная порода подвергнута сжатию вдоль магнитного поля и нагрелась выше точки Кюри, а затем стала охлаждаться в этом поле. В результате воздействия давления и отжига установилась

некоторая неизменная средняя плотность барьеров v . При охлаждении под давлением происходит тот же процесс блокировки. Но из-за магнитоупругого взаимодействия все ОЛН (а значит, и I_s) зерен отклонены от своих первоначальных направлений. Если считать зерна невытянутыми, а кристаллическую симметрию кубической, то новое направление ОЛН можно получить, минимизируя известное выражение для энергии:

$$E = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + \sigma \left(\frac{3}{2} \lambda_{100}(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2) - \frac{1}{2} \lambda_{100} + 3\lambda_{111}(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3 + \alpha_1\alpha_3\gamma_1\gamma_3) \right), \quad (19)$$

где K_1 — константа магнитокристаллической анизотропии, λ_{100} , λ_{111} — константы магнитострикции, σ — осевое упругое напряжение (в случае растяжения оно положительно, в случае сжатия — отрицательно), α_1 , α_2 , α_3 — направляющие косинусы спонтанной намагниченности, γ_1 , γ_2 , γ_3 — направляющие косинусы напряжения относительно кристаллографических осей.

После некоторых преобразований, представляющих лишь математический интерес, мы получим, что при малых упругих напряжениях σ (когда $\left| \frac{\sigma \lambda_{111}}{K_1} \right| \ll 1$, $\left| \frac{\sigma \lambda_{100}}{K_1} \right| \ll 1$) справедливо следующее выражение:

$$\zeta_\sigma = \zeta(1 + Q(1 - \zeta^2)), \quad (20)$$

где ζ_σ — косинус угла между ОЛН и вектором $\mathbf{H}$ под давлением, ζ — косинус того же угла в отсутствие давления. Буквой Q обозначена величина, которая для трехосных кубических кристаллов ($K_1 > 0$) равна:

$$Q = \frac{3\lambda_{111}\sigma}{2K_1}. \quad (21)$$

В случае четырехосных кристаллов ($K_1 < 0$) для величины Q получается выражение:

$$Q = -\frac{3\sigma(2\lambda_{100} + \lambda_{111})}{4K_1}. \quad (22)$$

Термоостаточную намагниченность образца, состоящего из большого числа невзаимодействующих хаотично ориентированных одинаковых зерен, в общем случае (с учетом поворота осей легкого намагничивания под давлением) можно найти по формуле:

$$\frac{I_{rT}}{I_s} = \frac{C}{1 - \zeta_0} \int_{\zeta_0}^1 x(\zeta_b) \zeta_b d\zeta, \quad (23)$$

где ζ – косинус угла между приложенным полем и ОЛН, ближайшей к направлению этого поля, какого-либо зерна в отсутствие давления; ζ_b – косинус того же угла при блокировании; ζ_r – косинус того же угла при измерении (регистрации) TRM; ζ_0 – минимально возможный ζ (в случае одноосных зерен $\zeta_0 = 0$, в случае трехосных кубических кристаллов $\zeta_0 \approx 0.66$, а в случае четырехосных $\zeta_0 \approx 0.7$); C – множитель, зависящий только от формы и размеров зерен. В частности, для зерен кубической формы $C = 2/L$, а для сферических зерен $C = 3/(2R)$.

Чтобы воспользоваться формулой (23), надо подставить в нее выражение (13) для координаты заблокированной стенки и учесть, что в (13) $H_z = H\zeta_b$. Затем надо выразить ζ_b и ζ_r через ζ с помощью формулы (20) и произвести интегрирование.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для TRM, созданной и измеренной при атмосферном давлении (когда $\zeta_b = \zeta_r = \zeta$) получается формула (16).

Для TRM, созданной и измеренной под давлением, мы получили ту же формулу (16), но с другими значениями F и G , а именно:

$$F_\sigma = F_0 + ((q-1)Q_b + qQ_r) \times \left(\frac{1 - \zeta_0^{(3q-1)/q}}{(3q-1)(1-\zeta_0)} - \frac{1 - \zeta_0^{(5q-1)/q}}{(5q-1)(1-\zeta_0)} \right), \quad (24)$$

$$G_\sigma = G_0 + Q_r \left(1 + \zeta_0 - \frac{1 - \zeta_0^4}{1 - \zeta_0} \right) / 2. \quad (25)$$

Здесь Q_b – величина Q при температуре блокирования, Q_r – в момент измерения.

После снятия давления оси легкого намагничивания вернутся в обычное положение, что даст для TRM после снятия давления также формулу вида (16), но с новыми значениями F и G :

$$F_{\sigma 0} = F_0 + (q-1) \times Q_b \left(\frac{1 - \zeta_0^{(3q-1)/q}}{(3q-1)(1-\zeta_0)} - \frac{1 - \zeta_0^{(5q-1)/q}}{(5q-1)(1-\zeta_0)} \right), \quad (26)$$

$$G_{\sigma 0} = G_0. \quad (27)$$

Анализ полученных формул показывает, что TRM, созданная при воздействии давления, параллельного приложенному внешнему полю, будет в зависимости от знаков λ_{111} и K_1 при блокирующей температуре либо меньше, либо больше, чем TRM, созданная без давления в том же поле. При снятии нагрузки TRM самопроизвольно изменится, становясь более близкой к обычной TRM.

Полученные формулы могут показаться громоздкими. Но для грубой оценки отношения TRM, полученной под давлением, к обычной TRM мы можем сделать несколько упрощений. Во-первых, будем считать, что кристаллы имеют по четыре оси легкого намагничивания. Во-вторых, предположим, что отношение $(2\lambda_{100} + \lambda_{111})/K_1$ при блокирующей температуре остается таким же, как и при комнатной. Будем также считать расстояние между барьерами достаточно малым, а коэффициент p близким к 3 (а значит, $q \approx 2$). Тогда мы получим, что для TRM, созданной и измеренной под давлением, верна приближенная формула:

$$\frac{I_{rT\sigma}}{I_{rT}} \approx 1 + 0.185 \frac{2q-1}{q} \sigma \frac{2\lambda_{100} + \lambda_{111}}{K_1}. \quad (28)$$

TRM после снятия давления можно найти по следующей приближенной формуле:

$$\frac{I_{rT\sigma 0}}{I_{rT}} \equiv 1 + 0.185 \frac{q-1}{q} \sigma \frac{2\lambda_{100} + \lambda_{111}}{K_1}. \quad (29)$$

Чтобы найти параметр q , можно использовать кривую разрушения нагревом остаточной намагниченности насыщения (I_{rs}) вместе с кривой зависимости намагниченности насыщения (I_s) от температуры. Вид выражения для остаточной намагниченности насыщения ансамбля зерен зависит от их формы. Из нашей модели для ансамбля кубических зерен получаем:

$$\frac{I_{rs}}{I_s} = \frac{1 + \zeta_0}{L} \left(\frac{Wm^{p-2}}{2D} - \frac{1}{v} \right). \quad (30)$$

Для ансамбля шаровых зерен получаем:

$$\frac{I_{rs}}{I_s} = \frac{3(1 + \zeta_0)}{4R} \left(\frac{Wm^{p-2}}{2D} - \frac{1}{v} \right). \quad (31)$$

Аппроксимируя зависимость отношения $I_{rs}/I_s = f(m)$, где $m = I_s(T)/I_s(T_0)$, степенной функцией вида (30) или (31), можно легко рассчитать значения параметра p (а значит, и q). Результаты расчетов влияния давления P на формирование TRM магнетита и никеля на основе разработанных теоретических представлений показаны на рис. 4.

На рис. 4 линиями 1, 2 (для никеля) и 3, 4 (для магнетита) изображены результаты расчетов влияния давления P на величину формируемой TRM. Кривые 1 и 4 рассчитаны по формуле (28), а кривые 2 и 3 – по формуле (29).

Результаты расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными [Максимочкин, 1995].

ВЫВОДЫ

1. Теоретически разработан механизм формирования термонамагниченности горных пород в модели двухдоменного зерна.

2. С помощью этой модели исследовано влияние внешнего давления на образование TRM. Выяснено, что TRM, созданная и измеренная под осевым или квазисферическим давлением, оказывается меньше (когда $Q < 0$) и больше (когда $Q > 0$), чем TRM, образованная при нормальных условиях. TRM, измеренная после снятия давления, должна иметь промежуточное значение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Валеев К.А., Максимочкин В.И., Мигранова С.Г. Магнитные свойства монокристаллов магнетита и их связь с дислокационной структурой // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1990. № 6. С. 77-82.

Максимочкин В.И. Термонамагничивание горных пород в условиях высоких давлений // Физика Земли. 1995. № 9. С. 49-56.

Щербаков В.П. Термоостаточная намагниченность многодоменных зерен и ее стабильность к размагничи-

ванию температурой и переменными полями // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1979. № 12. С. 67-80. Dunlop D.J., Waddington E.D. Blocking of TRM in small multidomain grains of magnetite and some igneous (abstract) // EOS trans. AGU. 1972. V. 53. P. 538. Moskowitz B.M. High-temperature magnetostriction of magnetite and titanomagnetites // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. № B1. P. 359-371.

Nagata T. Basic magnetic properties of rocks under the effects of mechanical stresses // Tectonophysics. 1970. V. 9. № 2-3.

Neel L. Influence de la pression sur l'aimantation remanente des roches // Conference a Newcastle, 4 Mai 1959. Neel L. Some theoretical aspects of rock magnetism // Adv. in Phys. 1955. V. 4. № 14. P. 191-243. Schmidt V.A. A multi-domain model of thermoremanence // Earth Planet. Sci. Lett. 1973. V. 20. P. 440-446. Scott P.M., Stacey F.D. Magnetostriction and palaeomagnetism of igneous rocks // Journal of Geophysical Research. 1960. V. 65. № 8. P. 2419-2422.

Stacey F.D. Effect of stress on the remanent magnetism of magnetite-bearing rocks // J. Geophys. Res. 1958. V. 63. № 2. P. 361-368.

Stacey F.D. The physical theory of rock magnetism // Adv. in Physics. 1963. № 12. P. 45.

Статья рекомендована к печати членом редколлегии доктором физ.-мат. наук В.П. Трубицыным.