

УДК 550.382.3

О МЕТОДИКЕ ПСЕВДО-ТЕЛЬЕ ДЛЯ ОДНОДОМЕННЫХ НЕВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ. ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

© 2025 г. В. П. Щербаков¹*, Н. К. Сычева¹, Н. А. Афиногенова¹,
М. А. Смирнов¹, Г. В. Жидков¹

¹Геофизическая обсерватория “Борок” Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,
п. Борок, Ярославская область, Россия

*E-mail: shcherbakovv@list.ru

Поступила в редакцию 23.09.2024 г.

После доработки 11.10.2024 г.

Принята к публикации 21.10.2024 г.

На основе строгого решения кинетических уравнений для одноосных хаотически ориентированных в пространстве невзаимодействующих однодоменных частиц численно промоделирована методика псевдо-Телье. Выполнены лабораторные эксперименты по определению относительной палеонапряженности $B_{др}$ с термоостаточной намагниченностью (TRM), созданной на образцах изверженных пород в случайных полях $B_{сл}$, доменная структура зерен этих образцов варьирует от одно- до многодоменной. Как теоретические, так и экспериментальные диаграммы псевдо-Араи можно разбить на два квази-прямолинейных участка, один из которых расположен в относительно низкокоэрцитивной области $B_c < 40\text{--}50$ мТл, а второй — при более высоких амплитудах переменного поля (AF). Определения относительной палеонапряженности $B_{др}$ на изверженных породах, несущих TRM, выполненные на низкокоэрцитивных сегментах диаграмм псевдо-Араи, дают вполне удовлетворительные результаты с коэффициентом линейной корреляции $R = 0.8$ между истинным полем $B_{сл}$ и $B_{др}$, определенным по методике псевдо-Телье.

Показано, что при учете термофлуктуаций для относительно магнитно-мягких и мелких частиц (что соответствует невысоким блокирующим температурам) существует значительное различие между коэрцитивной силой частицы B_c и фактическим полем ее намагничивания (размагничивания). Основной вывод работы заключается в том, что применение методики псевдо-Телье к изверженным породам является перспективным направлением, и его развитие как в методическом, так и в практическом аспектах может принести интересные результаты, особенно при применении к образцам, неустойчивым к магнетоминералогическим изменениям в процессе применения классического метода Телье.

Ключевые слова: безгистерезисная остаточная намагниченность, термоостаточная намагниченность, кинетические уравнения, метод псевдо-Телье, диаграммы псевдо-Араи.

DOI: 10.31857/S0002333725030028, EDN: FEZERZ

ВВЕДЕНИЕ

Безгистерезисная остаточная намагниченность (ARM) представляет собой вид остаточной намагниченности, создаваемый путем приложения к образцу переменного поля (AF) убывающей амплитуды [Dunlop, Özdemir, 1997] в присутствии параллельного вектору AF малого постоянного поля B_{dc} . В последнее время

в палеомагнетизме ARM нередко используется при оценке палеонапряженности $B_{др}$ древнего геомагнитного поля методом псевдо-Телье [Tauxe et al., 1995; Dekkers, Böhnel, 2006; de Groot et al., 2013; Kruiver et al., 1999; Paterson et al., 2016; Кузина и др., 2024]. Напомним, что метод псевдо-Телье заключается в последовательном разрушении естественной остаточной намагниченности (NRM) переменным полем убываю-

шей амплитуды и ее замещением парциальными ARM (рARM). По результатам этой процедуры строится диаграмма псевдо-Телье (потеря NRM vs прироста рARM) и производится ее обработка в полной аналогии с классическим методом Телье для изверженных пород, использующим терморазмагничивание с целью оценки $B_{др}$. Для этой цели на диаграмме выбирается достаточно протяженный прямолинейный участок (если он присутствует), определяется его тангенс угла наклона.

Теория ARM хаотически ориентированных в пространстве одноосных однодоменных (ОД) невзаимодействующих частиц была представлена недавно в работе [Щербаков, Сычева, 2024]. Здесь на основе этой теории развит алгоритм расчета диаграммы псевдо-Телье в предположении термоостаточной природы NRM. В дополнение к этому приводятся результаты экспериментов по созданию лабораторных ARM и термоостаточной намагниченности (TRM) и выполнения на них экспериментов псевдо-Телье с последующим сравнением экспериментальных результатов и теоретических расчетов.

ТЕОРИЯ

Введем сферические координаты (θ, φ) , где θ — полярный угол, а φ — азимут. Энергия одноосной ОД частицы с магнитным моментом $\mathbf{m} = M_s \mathbf{v}$, где $\mathbf{v}$ — объем, а M_s — намагниченность насыщения, есть:

$$E = \frac{mB_c}{2} \sin^2 \theta - \mathbf{mB}. \quad (1)$$

Здесь B_c — микрокоэрцитивная сила, $\mathbf{B}$ — внешнее магнитное поле. В силу одноосности магнитный момент частицы может занимать два положения, обозначим их символами 1 и 2. Пусть функция $y(t)$ есть вероятность нахождения частицы в состоянии 1 во время t . Для анализа поведения $y(t)$ в работах [Щербаков, Сычева, 2023; 2024] использовалось известное кинетическое уравнение [Brown, 1963; Методы..., 1973]:

$$\frac{dy}{dt} = -\lambda(t)[y - \mu(t)], \quad \lambda(t) = A_{1,2}(t) + A_{2,1}(t),$$

$$\mu(t) = \frac{A_{1,2}(t) - A_{2,1}(t)}{A_{1,2}(t) + A_{2,1}(t)}. \quad (2)$$

Кинетические коэффициенты перехода из состояния 1 в состояние 2 (и наоборот) имеют вид [Brown, 1963]:

$$A_{1,2} = f_0 \sqrt{\frac{g}{\pi}} \left[1 - \left(\frac{B}{B_{cr}} \right)^2 \right] \left(1 + \frac{B}{B_{cr}} \right) \text{Exp} \left(-\frac{\Delta E_{1,2}}{kT} \right),$$

$$A_{2,1} = f_0 \sqrt{\frac{g}{\pi}} \left[1 - \left(\frac{B}{B_{cr}} \right)^2 \right] \left(1 - \frac{B}{B_{cr}} \right) \text{Exp} \left(-\frac{\Delta E_{2,1}}{kT} \right). \quad (3)$$

Здесь: $f_0 \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ — характерная частота попыток преодоления потенциального барьера; $\Delta E_{1,2}$ и $\Delta E_{2,1}$ — потенциальные барьеры, отделяющие состояние 1 от состояния 2 (и наоборот); параметр коэрцитивности $g = \mu_0 M_s(T_r) v B_c / (2kT_r)$, где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума; k — постоянная Больцмана; T_r — температура окружающей среды. Критическое поле перемагничивания частицы, чья легкая ось составляет угол ψ с вектором внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$, есть $B_{cr} = B_c b_{cr}(\psi)$, где:

$$b_{cr}(\psi) = \frac{\sqrt{1 - tn^2 + tn^4}}{1 + tn^2},$$

$$0 < \psi < \pi/2, \quad (4)$$

а $tn = \tan(\psi)^{1/3}$. Отметим, что формула (4) рассчитана без учета тепловых флуктуаций. Формулы и алгоритмы для расчета величины потенциальных барьеров, $\Delta E_{1,2}(\psi, b)$ и $\Delta E_{2,1}(\psi, b)$ приведены в работе [Щербаков, Сычева, 2024].

При создании рARM к образцу прикладываются постоянное поле B_{dc} и параллельное ему убывающее переменное поле начальной амплитуды B_{af} . Пусть для определенности амплитуда АF падает как $1 - t/a$, где a — характерное время затухания, тогда, полагая $\tau = 2t/t_0$, где t_0 — период АF, получим:

$$B = B_{dc} + B_{af} \left(1 - \frac{\tau}{n} \right) \sin(2\pi\tau / t_0). \quad (5)$$

Здесь $n = (2a/t_0)$ — общее число полупериодов АF в течение всего процесса намагничивания.

Для дальнейшего описания существенно, что параметр g в выражениях (3) всегда > 25 , поскольку при меньших g зерно является суперпарамагнитным и не вносит вклада в ARM [Néel, 1955]. Тогда решение уравнения (2) на интервале $\tau = (j-1, j)$ $j = (1, 2, \dots, n)$ хорошо аппроксимируется формулой [Щербаков, Сычева, 2023; 2024]:

$$y(\tau) = y(j-1)\exp[-w(\tau, j-1)] + (-1)^{j-1}\{1 - \exp[-w(\tau, j-1)]\}, \quad (6)$$

где $w(\tau, i-1) = \int_{i-1}^{\tau} (x)dx$. Очевидно, уравнение (6) можно рассматривать как рекуррентное соотношение для расчета функции $y(\tau)$ на всем интервале $\tau = (0, n)$.

Для расчета диаграмм псевдо-Телье необходимо рассчитать кривые намагничивания $y_i[n, v(i), \psi(i), B_c(i), B_{dc}, B_{af}]$ для каждой i -той частицы при последовательном увеличении B_{af} по формулам (2)–(6) при ненулевом B_{dc} и условии $y_i(0) = 0$, где $i = 1, \dots, N_p$ — номер частицы. Соответственно, кривые приобретения парциальной ARM есть:

$$\text{pARM}(B_{af}) = \sum_{i=1}^{N_p} M_s \cos \psi(i) v(i) y_i[n, v(i), \psi(i), B_c(i), B_{dc}, B_{af}]. \quad (7)$$

Примеры расчета таких кривых приведены на рис. 1. Как видно из рис. 1, при учете тепловых флуктуаций блокировка (деблокировка) магнитного момента частицы $\mathbf{m}$ из замороженного начального состояния происходит не при $B_{af} = B_c$, как это часто подразумевается, а при меньшей амплитуде $B_{af} \equiv B_{db} < B_{cr}(\psi) = B_c b_{cr}(\psi)$. Здесь B_{db} — поле “деблокировки”, где термин “деблокировка” означает, что при $B_{af} > B_{db}$ магнитный момент частицы следует за направлением переменного (или постоянного) поля, и напротив, при $B_{af} < B_{db}$ он остается замороженным в исходном состоянии. Очевидно, поле B_{db} тождественно так называемому полю термофлуктуаций, проявляющемуся также при образовании TRM, когда магнитный момент частицы $\mathbf{m}$ “замораживается” в некотором узком интервале температур T при ее охлаждении [Néel, 1955; Dunlop, Özdemir, 1997]. Соответственно этому, деблокировка $\mathbf{m}$ под действием AF поля также происходит не мгновенно, а растягивается на некоторый интервал $(B_{db} - \Delta B_{db}, B_{db} + \Delta B_{db})$ изменения амплитуды AF. Величина полуинтервала ΔB_{db} составляет ≈ 2 мТл при невысоких параметрах коэрцитивности $g \approx 30$ и падает до долей мТл при более высоких g , что на практике позволяет в этом случае считать ее практически мгновенной (рис. 1).

Для количественной оценки различия между деблокирующей амплитудой поля B_{db} и критическим полем перемагничивания $B_{cr}(\psi)$ заметим, что приближенно условие блокировки выражается в виде [Щербаков, Сычева, 2023]:

$$\exp\left\{q(g) - g\left[1 - \frac{B_{db}}{B_{cr}(\psi)}\right]^{3/2}\right\} \sim 1,$$

или

$$B_{db} \approx B_c b_{cr}(\psi) \left(1 - (q(g)/g)^{2/3}\right). \quad (8)$$

Здесь $q(g) = \ln(f_0 t_0 / 2) + (1/2) \ln(g/\pi)$, где $f_0 \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ — характерная частота попыток преодоления потенциального барьера, t_0 — период AF, который обычно составляет $\approx 10^{-2} \text{ с}$. Из этой формулы видно, что q слабо зависит от g и при практической оценке можно положить $q = 20$. Для $\psi = 0$ условие блокировки есть $\exp\left\{q - g\left[1 - \frac{B_{db}}{B_{cr}}\right]^2\right\} \sim 1$ [Щербаков, Сычева, 2023], соответственно:

$$B_{db} = B_c \left(1 - (q/g)^{1/2}\right). \quad (9)$$

На рис. 2 показаны деблокирующие амплитуды B_{db} , рассчитанные по (8) и (9) и оцененные из графиков на рис. 1. Как видно, между этими точками наблюдается хорошее согласие. С количественной стороны значительное различие между коэрцитивной силой частицы B_{cr} и фактическим полем намагничивания (размагничивания) наблюдается лишь при относительно невысоких параметрах коэрцитивности $g \leq 100$. Однако это различие не исчезает полностью и при дальнейшем увеличении g : B_{db} приближается к B_{cr} лишь при $g > 300$, но даже и при $g = 1000$ остается ощутимая разница между B_{db} и B_{cr} . Следует также отметить резкий рост величины ARM при увеличении как g , так и B_c (подчеркнем, что шкала ARM на рис. 1 логарифмическая).

Интенсивность TRM рассчитывалась по формулам, выведенным в работе [Shcherbakov et al., 2021]:

$$\text{TRM} = \sum_{i=1}^{N_p} M_s \cos \psi(i) v(i) y_i(g_1(i), B_c(i)), \quad (10)$$

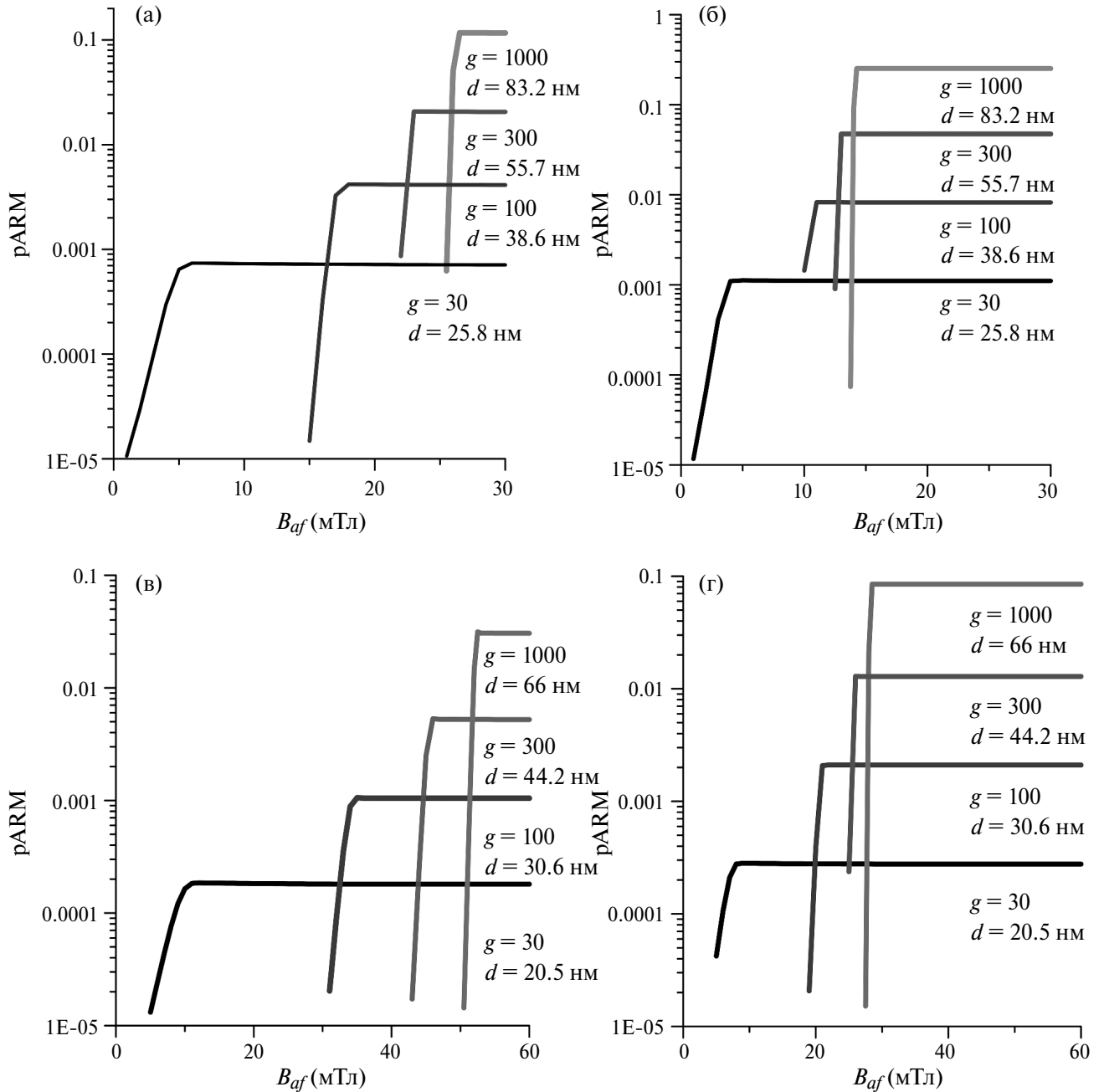


Рис. 1. Кривые приобретения $pARM$ в постоянном поле $B_{dc} = 50$ мТл в зависимости от амплитуды приложенного переменного поля B_{af} (мТл). Обрыв всех кривых $ARM(B_{af})$ слева связан с тем, что при $B_{af} < B_{db}$ величина ARM равна нулю. (а) — $B_c = 30$ мТл, $\psi = 0$; (б) — $B_c = 30$ мТл, $\psi = \pi/4$; (в) — $B_c = 60$ мТл, $\psi = 0$; (г) — $B_c = 60$ мТл, $\psi = \pi/4$. Параметр коэрцитивности g и размер частиц $d = v^{1/3}$ указаны цифрами у кривых. Объем частиц v вычислялся из условия $v = \frac{\mu_0 M_s B_c}{(2gkT_r)}$ при $M_s = 480$ кА/м, $T_r = 300^\circ\text{K}$ (напомним, что, согласно (4), критическое поле перемagnичивания B_{cr} для $\psi = \pi/4$ в два раза меньше, чем для $\psi = 0$ при той же самой микрокоэрцитивной силе B_c).

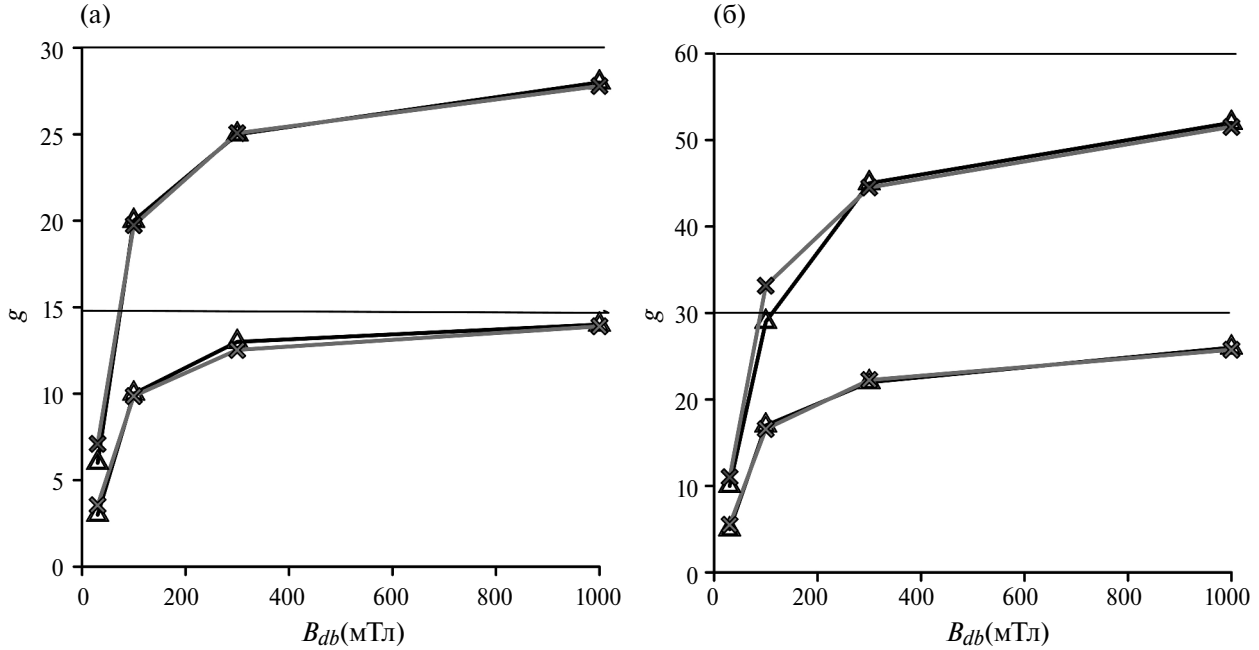


Рис. 2. Зависимость деблокирующей амплитуды поля B_{db} от параметра коэрцитивности g . Крестики — расчет по приближенным формулам (8) — (а), $\psi = \pi/4$ и (9) — (б), $\psi = 0$; треугольники — оценка B_{db} по кривым на графиках (1). Кривые в нижней половине диаграмм построены для $B_c = 30$ мТл, в верхней — для $B_c = 60$ мТл. Горизонтальные линии в середине диаграмм соответствуют значению $B_{cr}(\psi)$ для точек в нижней части рисунков, такие же линии вверх маркируют значение B_{cr} для точек в верхней части рисунков.

$$y_i(g_1(i), B_c(i)) = \int_{zr}^1 \exp[\exp[q_{TRM} + g_1(i)] \times \\ \times (\exp[-q_{TRM} / zr] zr - \exp[-q_{TRM} / z] z) - \\ - q_{TRM} \Gamma(0, g_1(i) / zr) + q_{TRM} \Gamma(0, g_1(i) / z)] \times \\ \times B[z, g_1(i)] dz, \quad (11)$$

$$B[z, g_1(i), B_c(i)] = 2g_1(i) \frac{B_{dc}}{B_c(i)} \frac{zr}{\sqrt{1-zr}} \frac{\sqrt{1-z}}{z} \times \\ \times \exp[q_{TRM} - (1-z) / z]. \quad (12)$$

Здесь: $z = T/T_c$, T_c — температура Кюри; $zr = T_r/T_c$, T_r — комнатная температура, а параметр g_1 связан с используемым в этой работе параметром g следующим соотношением:

$$g_1 = NM_{s0}^2 / kT_c = (NM_{sr}^2 / kT_r)(T_r / T_c) / j_{sr}^2 = \\ = gzr / (1 - zr). \quad (13)$$

Здесь $q_1 = 25$, а $j_{sr} = M_{sr}/M_{s0}$, где $M_{sr} = M_s(T_r)$, а $M_{s0} = M_s(0)$. При $T_r = 300^\circ\text{K}$ и $T_c = 850^\circ\text{K}$ (магнетит) имеем $zr = 0.35$.

Для расчета диаграмм псевдо-Телье ансамбля N ОД частиц введем функции распределения $f_1(B_c)$, $f_2(V)$ и $f_3(\psi)$. Для простоты расчета пред-

положим постоянную плотность распределения микрокоэрцитивной силы в интервале допустимых значений ($B_{c-\min}$, $B_{c-\max}$), массив значений ψ_i (в пределах от 0 до $\pi/2$) был выбран по процедуре т.н. “спирального грида” [Le Mouél et al., 2010], обеспечивающим постоянную плотность векторов $\mathbf{m}$ на единичной сфере (ψ , ϕ), где ϕ — азимут.

Расчет функций (7) проводился при $B_{dc} = 0.05$ мТл, такой же алгоритм применялся и для расчета разрушения TRM с той лишь разницей, что в этом случае принималось $B_{dc} = 0$ и $y_i[0, \psi(i), B_c(i), 0, B_{af}] = y_i[n, \psi(i), B_c(i), B_{dc}, B_{af}]$. Варианты расчета приведены в таблице. Размеры частиц выбирались в интервале (37, ..., 100) нм, объем ($v_{\min}$, $v_{\max}$) частиц предполагался одинаковым для всех частиц ансамбля для сценария 1 (число частиц ансамбля $N_p = 100$) и случайно распределен в интервале значений ($v_{\min}$, $v_{\max}$) для сценария 2 ($N_p = 200$), микрокоэрцитивная сила от 1 до 200 мТл, параметр коэрцитивности g в зависимости от выбранных v и B_c изменялся от 27 до 10386.

На рис. 3 приведены примеры распределения B_c , v и рассчитанным по этим параметрам g для сценариев №1, 2 (таблица). Массивы значений v и B_c выбирались случайным образом в указан-

Величины минимальных (максимальных) параметров для расчета и результаты расчетов: k_{TRM} , отношение ARM/TRM

№	$g_{\min}$	$g_{\max}$	$B_{c_{\min}}$ мТл	$B_{c_{\max}}$ мТл	$\nu_{\min}$ ($\cdot 10^6$ нм ³)	$\nu_{\max}$ ($\cdot 10^6$ нм ³)	$d_{\min}$ (нм)	$d_{\max}$ (нм)	k_{TRM}	ARM / TRM	N_p
1	28.98	2898	1	100	0.5	0.5	79.4	79.4	0.70 0.30	2.47	100
2	27.29	10386	1	200	0.05	0.99	37	99.7	0.42 0.25	2.88	200

Примечание: Коэффициент k_{TRM} — модуль тангенса угла наклона выбранного квазипрямолинейного отрезка на диаграмме псевдо-Араи.

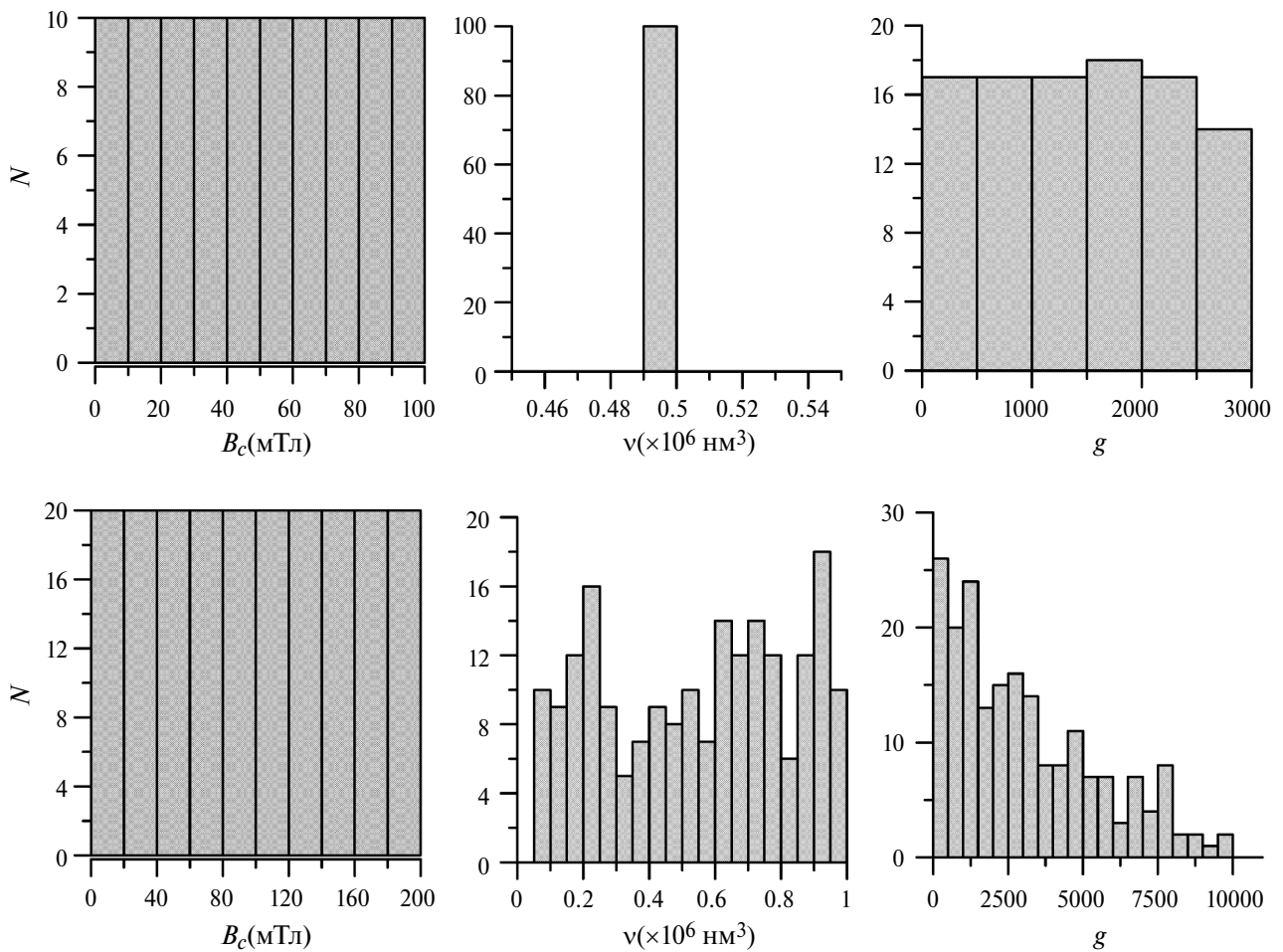


Рис. 3. Гистограммы распределения величин B_c , ν , g : верхний ряд графиков — для сценария 1 (таблица), нижний — для сценария 2.

ных интервалах согласно выбранному закону распределения. Диаграммы псевдо-Араи (потеря TRM vs прироста pARM) приведены на рис. 4. Как видно из рис. 4, диаграммы псевдо-Араи представляются в виде двух квазипрямолинейных отрезков с различными углами наклона, при этом начальный участок в низкокоэрцитивной

области характеризуется бóльшим k_{TRM} по сравнению с высококоэрцитивным “хвостом” (таблица).

Как видно из приведенных графиков, полученные диаграммы псевдо-Араи образуют слабо вогнутые кривые, которые можно в первом приближении представить в виде двух квазипрямо-

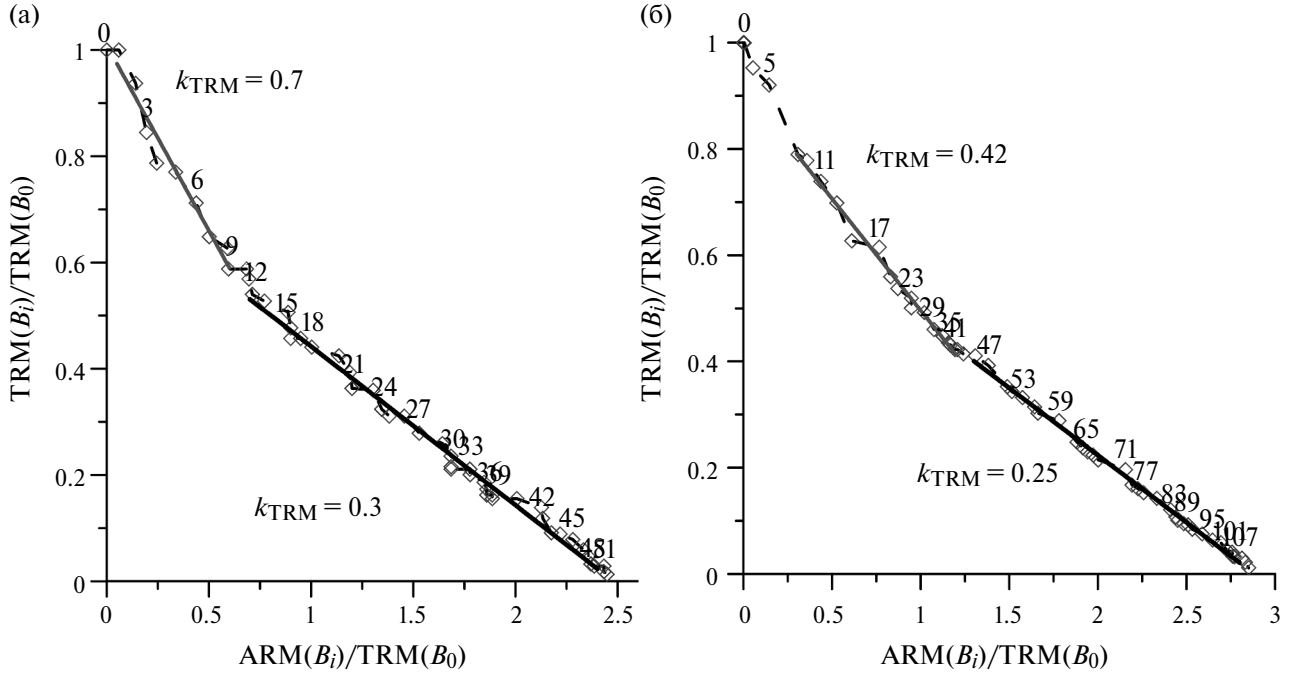


Рис. 4. Диаграммы псевдо-Арай, построенные по результатам моделирования методики псевдо-Телье. Амплитуда B_{af} (мТл) показана цифрами при точках на диаграммах: (а) — сценарий 1 (таблица); (б) — сценарий 2. Данные нормированы на полную TRM.

линейных отрезков. Подчеркнем, что вогнутость диаграмм есть принципиальное свойство теории, обусловленное тем обстоятельством, что при росте B_c растет относительный вклад высококоэрцитивных частиц в ARM по сравнению с TRM. Действительно, для интенсивности ARM и TRM зерна с параметрами v и B_c нами ранее были получены следующие усредненные по ψ приближенные соотношения [Щербаков, Сычева, 2023]:

$$ARM = 1.38m \frac{B_{dc}}{B_c} q^{\frac{1}{3}} g^{\frac{2}{3}}, \quad (14)$$

$$TRM = \frac{2}{3}m \frac{B_{dc}}{B_c} \frac{j_{sr}}{j_{sb}} q_{TRM}, \quad (15)$$

где $q_{TRM} = 25$, $j_{sb} = M_s(T_b)/M_{s0}$, а T_b есть блокирующая температура.

Для определения T_b заметим, что при $T = T_b$ справедливо равенство $m_b B_c(T_b)/(2kT_b) = q_{TRM}$, где $m_b = M_s(T_b)v$ [Néel, 1955; Dunlop, Özdemir, 1997]. Далее примем приближение среднего поля, когда $j_s(T) = (1 - T/T_c)^{1/2}$, и предположим, что коэрцитивная сила определяется анизотропией формы, то есть $B_c = N_d M_s$, где $N_d = (0 \div 1)$ — фактор формы. Тогда:

$$\begin{aligned} \frac{m_b B_c(T_b)}{2kT_b} &= \frac{m(T_r) B_c(T_r)}{2kT_r} \left(\frac{j_{sb}}{j_{sr}} \right)^2 \left(\frac{T_r}{T_b} \right) = \\ &= g \frac{T_c - T_b}{T_c - T_r} \left(\frac{T_r}{T_b} \right) = q_{TRM}. \end{aligned} \quad (16)$$

Отсюда:

$$\begin{aligned} T_b &= \frac{gz\Gamma}{q_{TRM} + gz\Gamma - q_{TRM}z\Gamma}, \\ \frac{j_{sr}}{j_{sb}} &= \sqrt{\frac{T_c - T_r}{T_c - T_b}} = \sqrt{1 - zr + \frac{gzr}{q_{TRM}}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Соответственно, отношение:

$$\begin{aligned} \frac{ARM}{TRM} &= 2.07q^{1/3} \times \\ &\times \left(\frac{B_c M_s v}{kT_r} \right)^{2/3} / \left(q_{TRM} \sqrt{1 - zr + \frac{B_c M_s v}{q_{TRM} kT_c}} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Графики этого отношения, демонстрирующие рост относительного вклада в ARM по сравнению с TRM при возрастании B_c при разных d , показаны на рис. 5. Как видно из этого рисунка, отношение ARM/TRM быстро возрастает при малых B_c от ≈ 1 до величин $\approx 2-5$ при амплитуде $AF \approx 10-20$ и эта область спектра соответствует

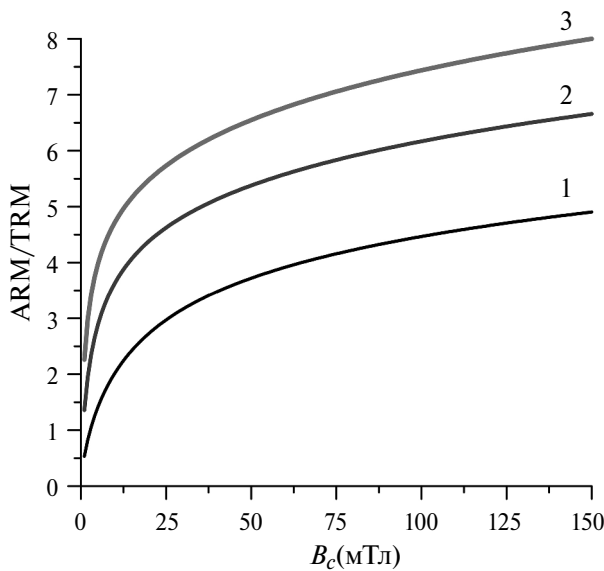


Рис. 5. Зависимость отношения ARM/TRM от B_c для $d = 30$ нм (кривая 1), 50 нм (кривая 2) и 70 нм (кривая 3).

низкокоэрцитивному квазипрямолинейному отрезку. С другой стороны, при больших B_c отношение ARM/TRM близко к постоянному, медленно изменяясь в интервале величин $\approx 4-7$, что и объясняет пренебрежимо малую вогнутость диаграмм на рис. 4 при относительно высоких $B_c > 10-20$ мТл. Квазипостоянство отношения ARM/TRM в этом случае вытекает из того, что, согласно (18), количественно при $\frac{B_c M_s v}{q_{\text{TRM}} k T_c} \gg 1$ отношение ARM/TRM пропорцио-

нально всего лишь $B_c^{1/6}$. Относительно малая вогнутость рассчитанных диаграмм псевдо-Араи и различие в величине отношения ARM/TRM при малых и высоких B_c как раз и приводит к возможности формального разделения диаграмм на два квазипрямолинейных отрезка. Такой вариант проиллюстрирован на рис. 4а с моноразмерным ансамблем частиц. С другой стороны, рис. 4б показывает диаграмму псевдо-Араи для варианта 2, когда объем частиц равномерно распределен в интервале $(0.05 \dots 1) \cdot 10^6$ нм³ (рис. 3 и таблица), то есть от близкого к суперпарамагнитному до крупного однодоменного размера. В этом случае мы видим существенно меньшие отличия по величине коэффициентов k_{TRM} низко- и высококоэрцитивных отрезков диаграммы, что объясняется, очевидно, эффектом смешивания кривых ARM(B_c) и TRM(B_c) для разных размеров частиц.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для лабораторных экспериментов по созданию TRM и ARM с последующим выполнением процедуры псевдо-Телье были взяты образцы долеритовых силлов Мурманского кратона, отобранных в северной части Кольского полуострова вдоль побережья Баренцева моря. Возраст этих пород оценивается в 1860 млн лет, и подробное описание коллекции дано в работе [Veselovskiy et al., 2019], ниже представлено лишь краткое резюме магнитоминералогических свойств этих пород согласно статье [Veselovskiy et al., 2019]. Магнитный минерал в изученных образцах представлен магнетитом или титаномагнетитом (ТМ) с низким содержанием титана с температурой Кюри T_c , близкой к магнетитовой, электронно-микроскопические наблюдения указывают на типичную структуру гетерофазного распада исходных крупных, размером $\sim$ десятков мкм, ТМ зерен на ильменитовые ламели и магнетитовые ячейки. Типичные размеры ячеек варьируются от долей микрона до нескольких микрон и, таким образом, попадают в диапазон однодоменных (ОД) и псевдооднодоменных (ПОД) зерен.

Электронно-микроскопические наблюдения подтверждаются результатами рентгеновских исследований, свидетельствующих о наличии двух фаз: практически чистого магнетита с параметром ячейки $a_0 = 0.8394$ нм и ромбоэдрической ильменитовой фазы с $a_0 = 0.5087$ нм. Исследование “хвостов” рTRM показало, что высокотемпературные рTRM имеют малые хвосты, демонстрируя выраженное ОД-ПОД поведение, в то время как низкотемпературные рTRM имеют значительные хвосты, указывая на ПОД-МД природу их носителей.

В первом эксперименте сравнивались величины TRM и ARM, полученные для одного и того же образца в одном и том же постоянном лабораторном поле $B_{\text{лаб}} = 50$ мТл (рис. 6а). Термоостаточная намагниченность создавалась на трехкомпонентном программируемом термоманометре [Сычев и др., 2016; Smirnov et al., 2019] в печи в магнитном экране, в которой можно проводить нагревы и охлаждение в нулевом поле или в присутствии контролируемого магнитного поля. Безгистерезисная остаточная намагниченность индуцировалась в специальной перемагничивающей установке, в которой

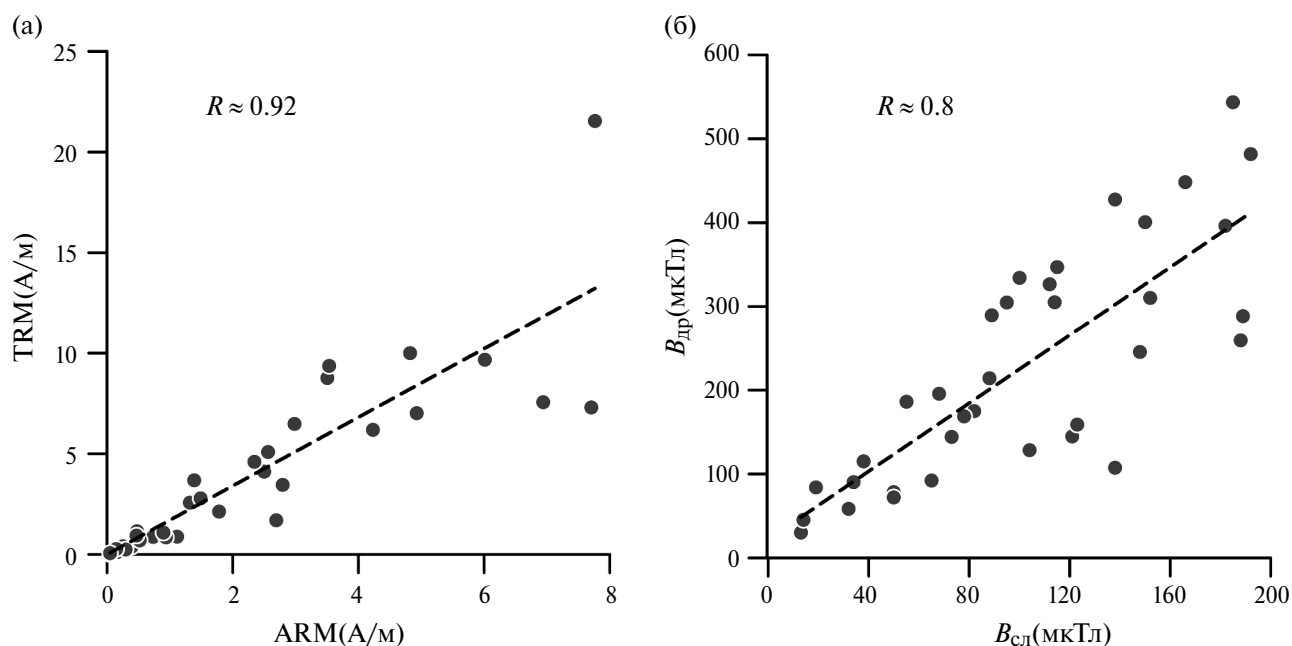


Рис. 6. Коллекция долеритовых силлов Мурманского кратона: (а) — корреляционная связь между ARM и TRM, R — коэффициент корреляции; (б) — сравнение величины внешнего поля $B_{др}$, определенного по методу псевдо-Телье в поле $B_{лаб} = 50$ мкТл с истинным полем $B_{сл}$, в котором приобреталась TRM, используемая для определения относительной палеонапряженности $B_{др}$. Всего на каждой из диаграмм представлены результаты по 35 образцам.

образец помещался в магнитный экран, и на него воздействовало переменное поле убывающей амплитуды (максимальная амплитуда составляла 250 мТл) и частотой 128 Гц. На переменное поле налагалось небольшое по величине постоянное магнитное поле $B_{лаб} = 50$ мкТл, которое, собственно, и приводило к созданию ARM. Перемагничивающая установка, разработанная сотрудниками ГО “Борок” ИФЗ РАН Виноградовым Ю.К., Сычевым А.Н., представляет собой соленоид, защищенный от внешнего магнитного поля несколькими пермалловыми экранами. Она позволяет размагничивать образцы кубической формы объемом 1 см³ переменным магнитным полем до 200 кА/м, а также создавать ARM под воздействием переменного поля до 200 кА/м и постоянного поля до 400 А/м. Намагниченность образцов измерялась на аstaticеском магнитометре JR6 чувствительностью 10⁻⁹ Ам².

Как видно из рис. 6а, между величинами TRM и ARM наблюдается линейная регрессия $TRM = 2.06ARM$ при высоком коэффициенте корреляции $R \approx 0.92$. В другом эксперименте в случайном постоянном поле $B_{сл}$, равномерно распределенном в интервале (10–200) мкТл, создавалась лабораторная TRM, на которой выполнялся эксперимент псевдо-Телье. Для

этого к индуцированной TRM применялось пошаговое AF размагничивание до максимального поля 200 мТл и далее на размагниченных образцах создавались рARM в постоянном поле $B_{лаб} = 50$ мкТл и постепенно возрастающей амплитудой переменного поля. Амплитуда AF возрастала с той же последовательностью шагов (от 5 мТл и выше), с какой размагничивалась TRM. Примеры полученных диаграмм псевдо-Араи показаны на рис. 7.

Для расчета величин $B_{др}$ использовались прямолинейные отрезки на низкокоэрцитивных участках диаграмм псевдо-Араи. Далее образцы фильтровались согласно следующим критериям [Paterson et al., 2016; Кузина и др., 2024]:

- 1) число точек для расчета наклона — не менее 4;
- 2) критерий качества $q \geq 10$;
- 3) доля NRM, разрушенной в интервале определения палеонапряженности $f \geq 45\%$;
- 4) ошибка определения тангенса угла наклона $\leq 15\%$.

Диаграммы, на которых фактически невозможно было установить достаточно протяженный прямолинейный участок, отбраковывались. В результате было отобрано 35 образцов,

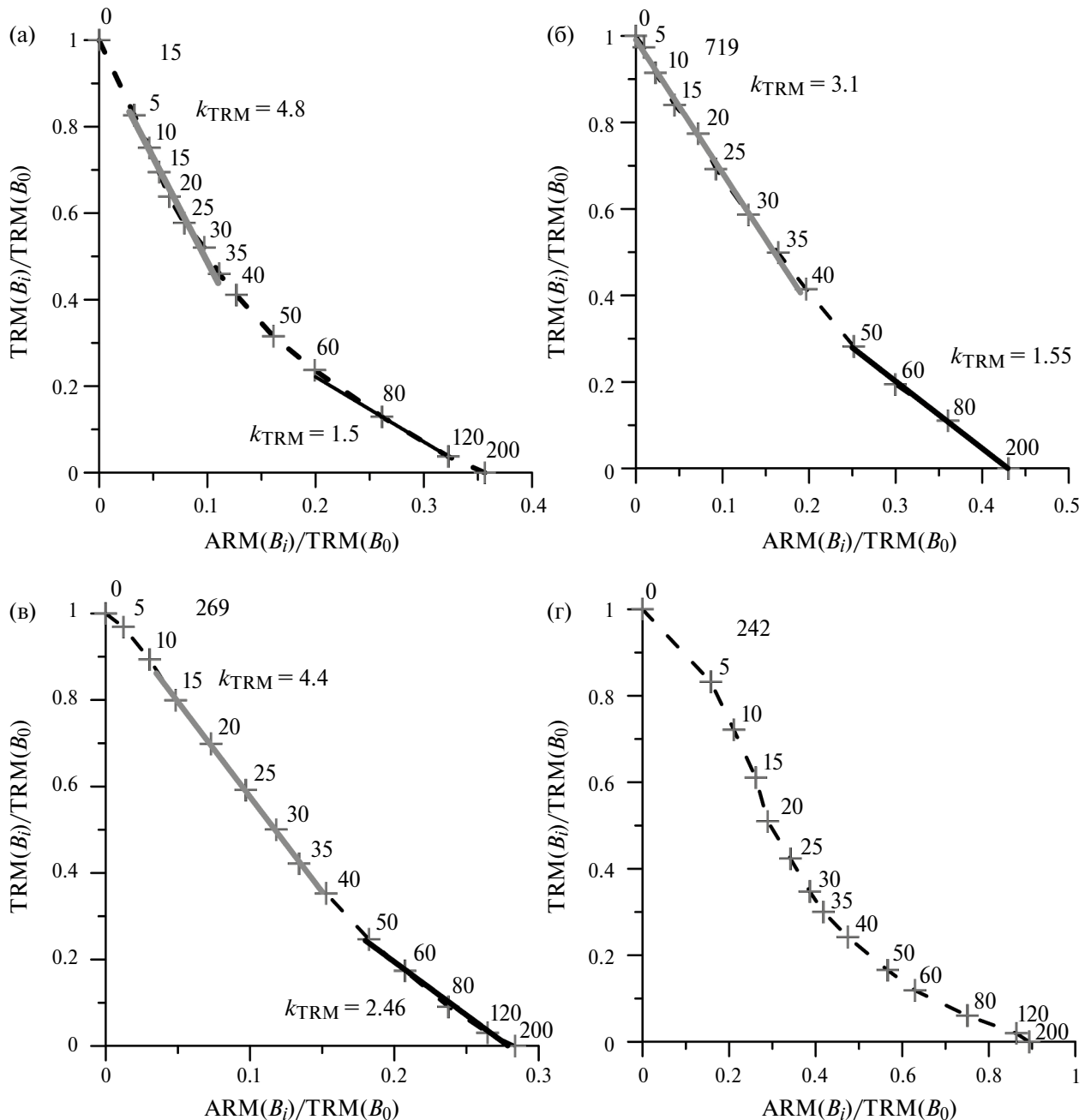


Рис. 7. Примеры определения $B_{др}$ по методу псевдо-Телье на образцах из коллекции долеритовых силлов Мурманского кратона: (а) — образец 15, $B_{сл} = 150$ мкТл, $B_{др} = 215$ мкТл; (б) — образец 719, $B_{сл} = 73$ мкТл, $B_{др} = 144$ мкТл; (в) — образец 269, $B_{сл} = 88$ мкТл, $B_{др} = 123.7$ мкТл; (г) — образец 242 представлен как пример неинтерпретируемой диаграммы, когда на ней невозможно выделить достаточно протяженный прямолинейный участок.

удовлетворяющих вышеописанным критериям, типичные примеры диаграмм псевдо-Араи показаны на рис. 7а–7в. Рисунок 7г демонстрирует диаграмму, не прошедшую отбор, поскольку она практически везде имеет криволинейную форму, не позволяющую выполнить расчет $B_{др}$. Далее проводилось сравнение величины $B_{др}$, определенной по методу псевдо-Телье,

с истинным полем $B_{сл}$, в котором приобреталась TRM, используемая для определения относительной палеонапряженности на данном образце (рис. 6б). Как видно, наблюдается хорошая статистическая зависимость $B_{др}$ от $B_{сл}$, которая аппроксимируется уравнением линейной регрессии $B_{др} = 2.03B_{сл}$ при коэффициенте линейной корреляции $R = 0.8$. Иными словами,

эксперимент продемонстрировал достаточно высокую эффективность метода псевдо-Телье.

Помимо работы с коллекцией, были выполнены эксперименты псевдо-Телье на двух кубических образцах размером 1 см, содержащих ОД зерна магнетита, распределенные в каолиновой матрице с относительной объемной концентрацией около 1%. Зерна магнетита были предоставлены в наше распоряжение еще в 2010 г. Петерсеном (Университет Людвига–Максимилиана, Мюнхен). Температура Кюри образцов после создания на них TRM составляет около 600°C, что указывает на катион-дефицитный магнетит. Образец HUW содержит частицы со средним размером 69 нм, в образце D37 средний размер частиц составляет 37 нм. Что касается гистерезисных параметров образцов, то для образца HUW имеем $B_c = 28$ мкТл, $M_{rs}/M_s = 0.39$, $B_{cr}/B_c = 1.67$, а для образца D37 $B_c = 16$ мкТл, $M_{rs}/M_s = 0.22$, $B_{cr}/B_c = 2.04$. Отличие этих параметров от однодоменного стандарта объясняется, скорее всего, магнитостатическим взаимодействием между зернами. Однодоменность

образцов подтверждается и оценкой их доменной структуры по термомагнитному критерию [Большаков, Щербакова, 1979; Shcherbakova et al., 2000] (рис. 8). Напомним, что эти эксперименты проводятся по следующему алгоритму: нагрев образцов до T_c с последующим охлаждением в немагнитном пространстве до T_2 , где включается $B_{\text{лаб}} = 100$ мкТл с дальнейшим охлаждением до T_r . Полученная парциальная термоостаточная намагниченность (pTRM) нагревается в немагнитном пространстве до T_2 и охлаждается до T_r , где измеряется ее “хвост”, то есть неразмагниченный остаток. Практическое отсутствие хвоста (< 5%) означает ОД структуру носителей pTRM, что мы и видим на рис. 8.

Из сравнения диаграмм на рис. 4, рис. 7 и рис. 9 видно общее сходство формы экспериментальных и теоретически рассчитанных диаграмм псевдо-Араи — на тех и других можно выделить два квазипрямолинейных отрезка. Интересной особенностью экспериментальных диаграмм псевдо-Араи является то, что точка перехода от высокого к низкому наклону

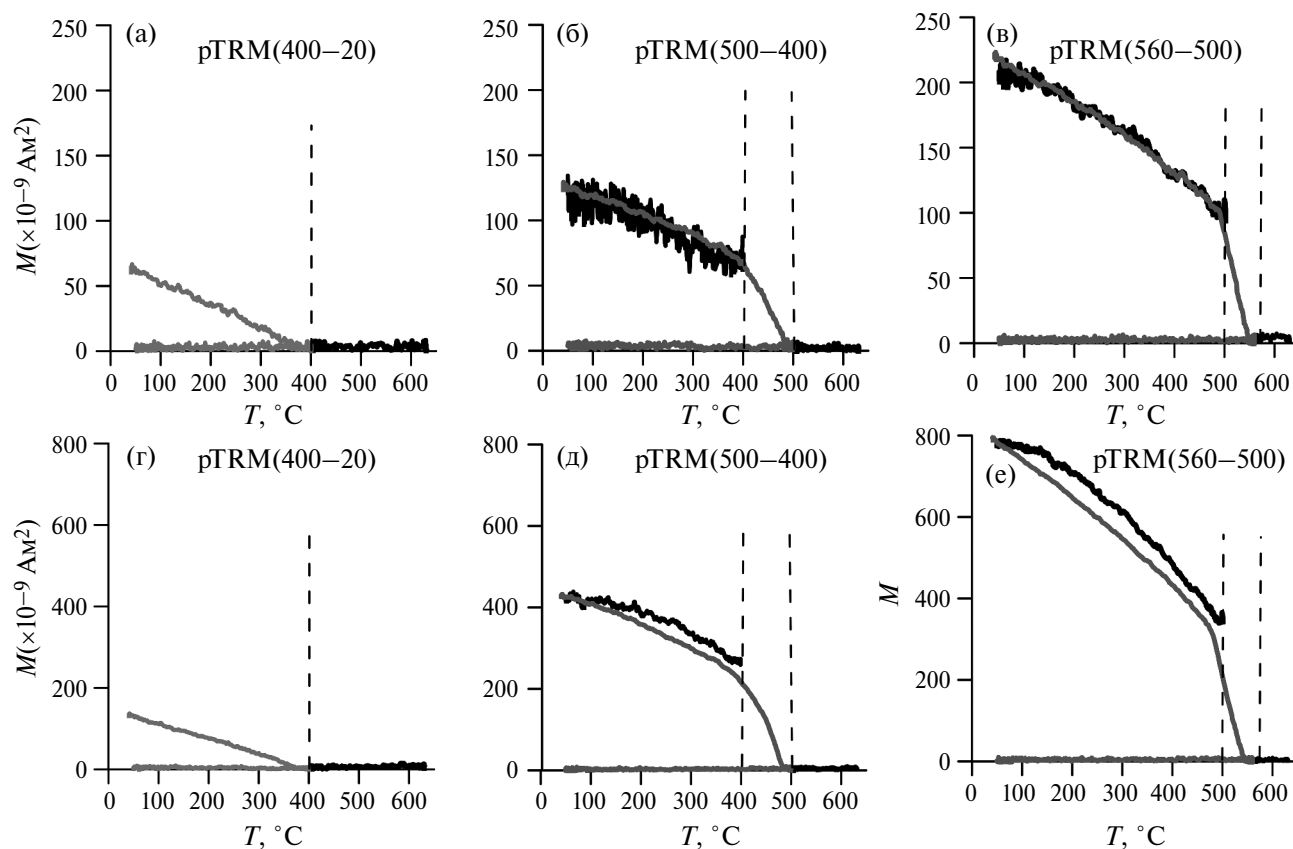


Рис. 8. Оценка доменной структуры по термомагнитному критерию: пунктирные линии маркируют верхнюю температуру T_2 интервала создания pTRM(T_2, T_1). (а), (б) и (в) — образец HUW; (г), (д) и (е) — образец D37.

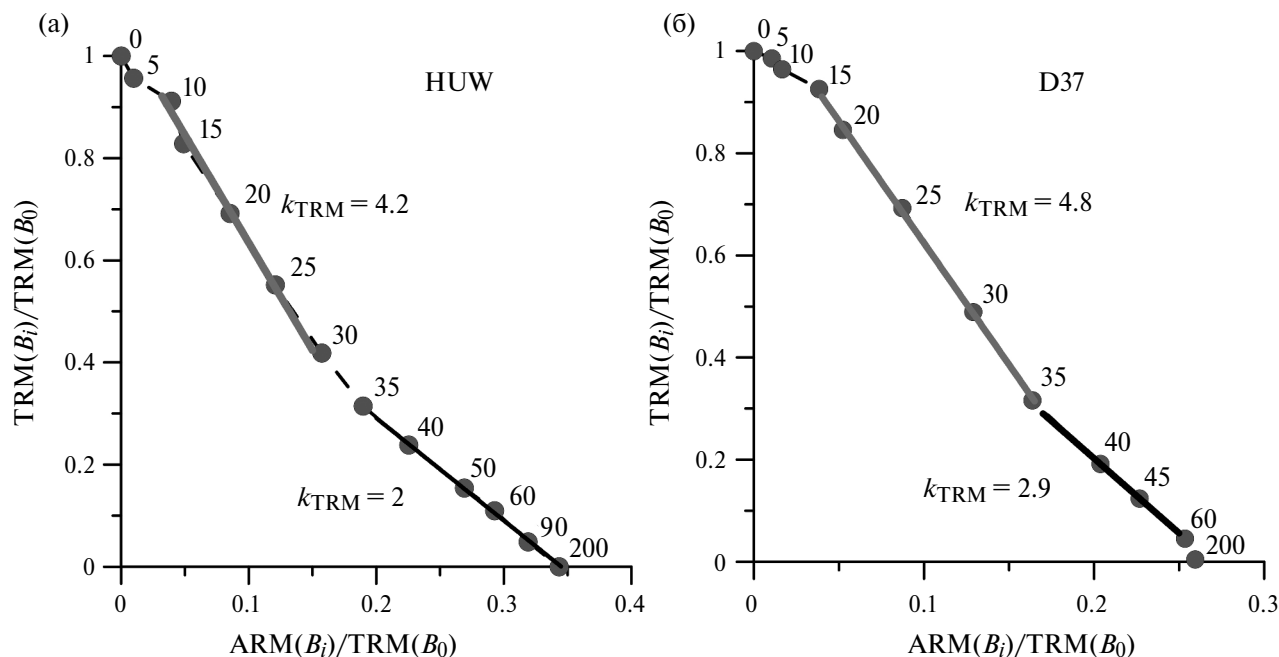


Рис. 9. Определения $B_{др}$ в поле $B_{лаб} = 50$ мкТл по методу псевдо-Телье на искусственных образцах, содержащих ОД зерна катион-дефицитного магнетита: (а) — образец HUW, $B_{др} = 180$ мкТл; (б) — образец D37, $B_{др} = 240$ мкТл.

находится, как правило, в районе 30–40 мТл (рис. 7 и рис. 9). Отметим, что примерно в этом же диапазоне расположена и величина B_{cr} . Это обстоятельство наталкивает на предположение о связи между этими характеристиками. Такая связь может возникнуть, если на образование как ARM, так и TRM в образцах значительную роль играют магнитостатические взаимодействия (а это, скорее всего, именно так и обстоит, подробное обсуждение данного вопроса представлено в работах [Белоконь, Нефедев, 2001; Щербаков, Сычева, 2023; 2024]). Действительно, при малых амплитудах B_{af} переменного поля магнитные моменты m основной массы частиц остаются неподверженными процессу перемангничивания при каждом цикле AF и поэтому вносят свой вклад в независящее от времени поле взаимодействия B_{int} , затрудняя тем самым приобретение $pARM(B_{af})$. Однако при увеличении B_{af} до B_{cr} и выше эти моменты начинают циклически перемангничиваться и тем самым вносят вклад уже не в B_{int} , а в B_{af} . В результате эффективное поле взаимодействия на каждой частице резко падает и они приобретают $pARM$ уже при меньшем B_{int} , что приводит к росту ее величины, а, стало быть, и к меньшему наклону диаграммы псевдо-Араи в высококоэрцитивной области.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе строгого решения кинетических уравнений для одноосных хаотически ориентированных в пространстве невзаимодействующих однодоменных частиц численно промоделирована методика псевдо-Телье для случая, когда роль NRM играет TRM. Рассчитанные диаграммы псевдо-Араи можно в первом приближении представить в виде двух квазипрямолинейных отрезков, при этом наклон низкокоэрцитивного отрезка выше наклона высококоэрцитивной части диаграммы. Вогнутость диаграмм обусловлена тем обстоятельством, что при росте коэрцитивности растет относительный вклад высококоэрцитивных частиц в ARM по сравнению с TRM.

Выполнены лабораторные эксперименты по определению относительной палеонапряженности $B_{др}$ с TRM, созданными в лаборатории на образцах изверженных пород в случайных полях $B_{сл}$. Согласно терромагнитному критерию и электронно-микроскопическим исследованиям, доменная структура зерен этих образцов варьирует от одно- до многодоменной. Полученные в ходе этих экспериментов диаграммы псевдо-Араи также можно разбить на два квазипрямолинейных участка, один из которых расположен в относительно низкокоэрцитивной области $B_c < 40–50$ мТл, а второй — при более высоких амплитудах AF

(рис. 7а–7в). Согласно этим экспериментам, определения относительной палеонапряженности $B_{др}$ на изверженных породах, несущих TRM, выполненные на низкокоэрцитивных сегментах диаграмм, дают вполне удовлетворительные результаты с коэффициентом линейной корреляции $R = 0.8$ между истинным полем $B_{сл}$ и $B_{др}$, определенным по методике псевдо-Телье.

Показано, что при учете термофлуктуаций для относительно магнитно-мягких и мелких частиц (что соответствует невысоким блокирующим температурам) существует значительное различие между коэрцитивной силой частицы B_{cr} и фактическим полем ее намагничивания (размагничивания). Расчет показал, что эта разница превышает 50 % при невысоких параметрах коэрцитивности $g = M_s B_c \nu / 2kT_r \leq 30$, но быстро уменьшается с ростом g , составляя от 10 до долей процента при $g > 300$, в зависимости от параметров частицы.

Отметим, что при сопоставлении теоретических и экспериментальных результатов мы не рассматривали возможное влияние магнитостатического взаимодействия между зернами на образование ARM. Анализ этого вопроса является одним из самых сложных в магнетизме горных пород, и до сих пор его рассмотрение велось лишь в рамках теории среднего поля [Щербаков, Щербакова, 1975; Афремов, Харитонский, 1988; Белоконов, Нефедев, 2001; Egli, 2006]. Как следует из этого анализа, взаимодействие существенно снижает интенсивность как ARM, так и TRM. При этом его влияние на ARM значительно сильнее, нежели на TRM, что приводит к обращению неравенства $ARM > TRM$, справедливому при отсутствии взаимодействия, к $ARM < TRM$ при сильном взаимодействии.

Основной вывод, следующий из нашей работы, заключается в том, что применение методики псевдо-Телье к изверженным породам является перспективным направлением, и его развитие как в методическом, так и в практическом аспектах может принести интересные результаты, особенно при определении напряженности на образцах, неустойчивых к магнитоминералогическим изменениям при применении к ним классического метода Телье.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-27-00290, <http://rscf.ru/project/23-27-00290/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афремов Л.Л., Харитонский П.В. О магнитостатическом взаимодействии в ансамбле растущих однодоменных зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. № 2. 1988. С. 101–105.
- Белоконов В.И., Нефедев К.В. Функция распределения случайных полей взаимодействия в неупорядоченных магнетиках. Спиновое и макроспиновое стекло // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2001. Т. 120. Вып. 1(7). С. 156–164.
- Большаков А.С., Щербакова В.В. Терромагнитный критерий определения доменной структуры ферромагнетиков // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1979. № 2. С. 38–47.
- Методы палеомагнитных исследований горных пород [Текст] / В.И. Белоконов, В.В. Кочегура, Л.Е. Шолпо; М-во геологии СССР. Всесоюз. науч.-исслед. геол. ин-т “ВСЕГЕИ”. Л.: Недра. Ленингр. отд.-ние. 1973. 247 с.
- Кузина Д.М., Щербаков В.П., Сальная Н.В., Юсупова А.Р., Ли Х.Ч., Нургалиев Д.К. Относительная палеонапряженность геомагнитного поля за последние 9000 лет по донным осадкам озера Шира, северная Хакасия, определенная по методу псевдо-Телье // Физика Земли. 2024. С. 161–168. DOI: 10.31857/S0002333724040111
- Сычев А.Н., Смирнов М.А., Виноградов Ю.К. Трехкомпонентный программируемый терромагнитометр. Научно-практическая конференция “Научное приборостроение — современное состояние и перспективы развития”, Москва, 15–16 ноября 2016 г. Сборник материалов. М.: “Богородский печатник”. 2016. С. 200–202. ISBN 978-5-89589-102-5.
- Щербаков В.П., Сычева Н.К. Теория безгистерезисной остаточной намагниченности однодоменных зерен // Физика Земли. 2023. № 5. С. 3–12. DOI: 10.31857/S0002333723050095
- Щербаков В.П., Сычева Н.К. Теория безгистерезисной остаточной намагниченности для хаотически ориентированных в пространстве одноосных однодоменных частиц // Физика Земли. 2024. № 6. С. 3–12.
- Щербаков В.П., Щербакова В.В. О магнитостатическом взаимодействии в системе однодоменных зерен // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1975. № 9. С. 101–104.
- Brown W.F. Thermal fluctuation of a single-domain particle // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 1677–1686.
- Dekkers M.J., Böhm H.N. Reliable absolute palaeointensities independent of magnetic domain state // Earth Planet. Sci. Lett. 2006. V. 248. P. 507–516.
- de Groot L.V., Biggin A.J., Dekkers M.J., Langereis C.G., Herrero-Bervera E. Rapid regional perturbations to the recent global geomagnetic decay revealed by a new Hawaiian record // Nat. Commun. 2013. №4. doi:10.1038/ncomms3727
- Dunlop D., Özdemir O. Rock magnetism. Fundamentals and frontiers. Cambridge University Press. 1997. 573 p.
- Egli R. Theoretical considerations on the anhysteretic remanent magnetization of interacting particles with uniaxial

- anisotropy // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. B12S18, doi:10.1029/2006JB004577
- Le Mouél J.L., P. Shebalin, A. Khokhlov Earth magnetic field modeling from Oersted and Champ data // Earth Planet. Space. 2010. V. 62. P. 1–10.
- Kruiver P., Kok Y., Dekkers M., Langereis C., Laj C. A pseudo-Thellier relative palaeointensity record, and rock magnetic and geochemical parameters in relation to climate during the last 276 kyr in the Azores region // Geophysical Journal International. 1999. V. 136. P. 757–770. https://doi.org/10.1046/j.1365-246x.1999.00777.x
- Néel L. Some theoretical aspects of rock-magnetism // Advances in Physics. 1955. № 4(14). P. 191–243. https://doi.org/10.1080/00018735500101204
- Paterson Greig A., Heslop David and Yongxin Pan The pseudo-Thellier palaeointensity method: new calibration and uncertainty estimates // Geophys. J. Int. 2016. V. 207. P. 1596–1608. doi: 10.1093/gji/ggw349
- Shcherbakov V.P., Lhuillier F., Sycheva N.K. Exact Analytical Solutions for Kinetic Equations Describing Thermochemical Remanence Acquisition for Single-Domain Grains: Implications for Absolute Paleointensity Determinations // JGR Solid Earth. 2021. V. 126. Is. 5. P. 1–24. doi 10.1029/2020JB021536
- Shcherbakova V.V., Shcherbakov V.P., Heider F. Properties of partial thermoremanent magnetization in PSD and MD magnetite grains // J.Geophys. Res. 2000. V.105. № B1. P. 767–782.
- Smirnov M., Sychev A., Salnaia N., Minaev P., Powerman V., Veselovskiy R. “ORION” – the versatile Full-vector Sample Magnetometer for Paleointensity, Rock Magnetic and Paleomagnetic Studies // Geophysical Research Abstracts. 2019. V. 21. EGU2019-5608. EGU General Assembly 2019.
- Tauxe L., Pick T., Kok Y. S. Relative paleointensity in sediments: A pseudo-Thellier approach // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. P. 2885–2888.
- Veselovskiy R.V., Samsonov A.V., Stepanova A.V., Salnikova E.B., Larionova Y.O., Travin A.V., Arzamastsev A.A., Egorova S.V., Erofeevac K.G., Stifeeva M.V., Shcherbakova V.V., Shcherbakov V.P., Zhidkov G.V., Zakharov V.S. 1.86 Ga key paleomagnetic pole from the Murmansk craton intrusions – Eastern Murman Sill Province, NE Fennoscandia: Multidisciplinary approach and paleotectonic applications // Precambr. Res. 2019. V. 324. P. 126–145. doi.org/10.1016/j.precamres.2019.01.017

On the Pseudo-Thellier Method for Single-Domain Non-Interacting Particles. Theory and Experiment

V. P. Scherbakov^{a,*}, N. K. Sycheva^a, N. A. Afinogenova^a,
M. A. Smirnov^a, and G. V. Zhidkov^a

^a*Borok Geophysical Observatory, Schmidt Institute of Physics of the Earth,
Russian Academy of Sciences, Borok, Yaroslavl Region, Russia*

*e-mail: shcherbakovv@list.ru

Received September 23, 2024; revised October 11, 2024; accepted October 21, 2024

Abstract — The pseudo-Thellier method was numerically simulated based on a rigorous solution of kinetic equations for uniaxial, chaotically oriented, non-interacting single-domain particles. Laboratory experiments were performed to determine the relative paleointensity B_{an} with thermoremanent magnetization (TRM) created on samples of igneous rocks in random fields B_{rf} . The domain structure of grains of these samples varies from single- to multi-domain. Both theoretical and experimental pseudo-Arai diagrams can be divided into two quasi-rectilinear sections, one of which is located in a relatively low-coercivity region $B_c < 40\text{--}50$ mT, and the second — at higher amplitudes of the alternating field (AF). Determinations of the relative paleointensity B_{an} on igneous rocks bearing TRM, performed on low-coercivity segments of pseudo-Arai diagrams, give quite satisfactory results with a linear correlation coefficient $R = 0.8$ between the true field B_{rf} and B_{an} , determined using the pseudo-Thellier method.

It is shown that when taking into account thermal fluctuations for relatively magnetically soft and small particles (which corresponds to low blocking temperatures), there is a significant difference between the coercive force of a particle B_{cr} and the actual field of its magnetization (demagnetization). The main conclusion of the work is that the application of the pseudo-Thellier method to igneous rocks is a promising direction, and its development in both methodological and practical aspects can bring interesting results, especially when applied to samples that are unstable to magnetomineralogical changes in the process of applying the classical Thellier method.

Keywords: anhysteretic remanent magnetization, thermoremanent magnetization, kinetic equations, pseudo-Thellier method, pseudo-Arai diagrams