

## ФИЗИКА ЗЕМЛИ, АТМОСФЕРЫ И ГИДРОСФЕРЫ

## Свойства термоостаточной намагниченности, сформированной при повышенном давлении на базальте Красного моря

В. И. Максимочкин<sup>1, а</sup><sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики Земли  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

Поступила в редакцию 20.06.2022, после доработки 30.08.2022, принята к публикации 09.09.2022.

Выполнены эксперименты по созданию термоостаточной намагниченности TRM<sub>p</sub> при повышенном давлении в условиях квазиодностороннего сжатия на базальтовом образце, содержащем титаномагнетит состава Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> — 44.7±3.9%, Fe<sub>2</sub>TiO<sub>4</sub> — 49.6±3.5%, FeAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> — 3.8±2.1%, FeV<sub>2</sub>O<sub>4</sub> — 0.6±0.4%, Mn<sub>2</sub>TiO<sub>4</sub> — 0.8±0.2%, MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> — 0.6±1.3% с медианной температурой Кюри около 180°C. По критерию Дея–Данлопа и термомангнитному критерию магнитные свойства образца базальта, на котором проводилось моделирование, определяются смесью псевдооднородных и многодоменных зерен. TRM<sub>p</sub> создавалась на образцах в виде цилиндра диаметром 15 мм и высотой 9–10 мм в камере типа цилиндр–поршень с внутренним диаметром 16 мм. Для создания квазиодностороннего сжатия в качестве передающей давление среды использовалась смесь пиррофиллита с графитом. Подтвержден установленный нами ранее эффект воздействия сжатия на формирование термоостаточной намагниченности: при повышенном давлении по оси квазиодностороннего сжатия формируется термоостаточная намагниченность меньшей величины, чем при нормальном давлении (TRM<sub>o</sub>). Отношение TRM<sub>p</sub>/TRM<sub>o</sub> при давлениях  $P = (150 - 200)$  МПа на исследованном в работе базальте составило (42–52)%. Проведено определение величины магнитного поля  $B_{anc}$ , действовавшего при формировании TRM<sub>p</sub>. Впервые показано, что метод Телье–Кое дает заниженное значение величины магнитного поля, определенного по термоостаточной намагниченности, сформированной при повышенном давлении по оси квазиодностороннего сжатия. Эффект занижения достигает 2.2–3.2 раза при давлениях  $P = (150 - 200)$  МПа.

*Ключевые слова:* базальты, термоостаточная намагниченность, повышенные давления, квазиодностороннее сжатие, метод Телье.

УДК: 53.092, 537.67. PACS: 91.25.-г.

## ВВЕДЕНИЕ

Информацию о величине древнего магнитного поля Земли получают по магматическим горным породам, первичная остаточная намагниченность которых имеет термоостаточную природу. В методиках определения палеонапряженности геомагнитного поля Телье–Кое [1] или Вилсона–Буракова [2], используемых в настоящее время, сравниваются свойства двух намагниченностей: природной остаточной намагниченности (NRM) с создаваемой в лаборатории термоостаточной намагниченностью (TRM). Очевидно, что такое сравнение правомерно, если термодинамические условия формирования NRM термоостаточной природы и лабораторной TRM одинаковы. Для эффузивных изверженных пород формирование NRM происходит при давлениях, близких к нормальному, сравнение свойств NRM с лабораторной TRM, формируемой обычно также при нормальном давлении, здесь обоснованно. Для изверженных пород, которые формировались в стрессовых условиях, такое сравнение может быть не правомерным и давать ложный результат. В частности, для определения палеонапряженности геомагнитного поля иногда используют океанические базальты, которые формировались при повышенных давлениях, например добытые по проектам DSDP и ODP. В работе [3] приведен обзор данных о палеонапряженности по

океаническим базальтам, добытым с разной глубины (более 1400 м от уровня моря), который показывает довольно большой разброс виртуального дипольного магнитного момента ВДМ =  $(4.8 \pm 3.6) \times 10^{12}$  Ам<sup>2</sup>, т.е. более 70%. На толеитовых базальтах возрастом ~ 160 млн лет из скважины ODP 801C с глубины 400 м в океанической коре, что соответствует 20–30 МПа литостатического давления с учетом давления воды мощностью 1–1.5 км, получено низкое значение палеоинтенсивности геомагнитного поля: ВДМ =  $2.8 \times 10^{12}$  Ам<sup>2</sup> [4], а по кристаллам плагиоклаза из щелочных базальтов, залегающих над толеитами, значительно выше: ВДМ =  $(4.1 - 5.2) \times 10^{22}$  Ам<sup>2</sup> [5].

Можно привести аналогичные случаи и по континентальным породам. Например, по Сибирским трапам Норильского района получен довольно большой разброс и в целом низкое значение ВДМ =  $(0.54 - 3.2) \times 10^{22}$  Ам<sup>2</sup> [6]. По разновозрастным пермо–триасовым силлам с востока Сибирской платформы [7] получены достаточно высокие значения ВДМ ~  $6 \times 10^{22}$  Ам<sup>2</sup>. Низкие значения интенсивности геомагнитного поля и противоречивые данные, получаемые по разновозрастным породам, но с различными условиями формирования NRM, возможно, связано с не учетом влияния давления на свойства термоостаточной намагниченности пород, которые формировались в стрессовых условиях.

Для океанических базальтов, добытых по проектам DSDP и ODP, давление формирования на-

<sup>а</sup> E-mail: maxvi@physics.msu.ru

магничности можно оценить в 20–30 МПа, если рассматривать верхнюю часть океанской коры мощностью не более 500 м и глубину океана 1–1.5 км. Формирование NRM интрузивных пород может идти в условиях воздействия еще большего давления. Например, мощность вышележащих пород в момент внедрения Мончегорского интрузива составляет около 10 км. В настоящее время верхняя часть около 1 км уничтожена эрозией [8]. Следовательно, образование термоостаточной намагничности при остывании этого интрузива происходило при воздействии на породу литостатического давления от 30 до 300 МПа, а доступная для палеомагнитных исследований часть испытала воздействие давления не менее 30 МПа.

Еще в конце XX века в работах [9, 10] было установлено, что в условиях воздействия квазиодноосного сжатия в океанических базальтах по оси сжатия образуется термонамагничность ( $I_{НРТ}$ ) меньшей величины, чем при нормальном давлении ( $I_{НТ}$ ): отношение  $I_{НРТ}/I_{НТ}$  достигало 0.33–0.4 при относительно небольших давлениях ( $P = 85 - 120$  МПа) при одноосном сжатии. Теоретически в модели ансамбля двухдоменных зерен [11] было показано, что по оси одноосного сжатия должна образовываться термоостаточная намагничность меньшей величины, чем при нормальном давлении. Вследствие этого применение метода Телье к такой намагничности может давать занижение палеоинтенсивности геомагнитного поля.

Несмотря на большое количество работ, посвященных в основном тектономагнитному эффекту [12–21], работ по исследованию возможности определения величины магнитного поля по термоостаточной намагничности, сформированной в условиях сжатия, в литературе выявлено не было.

В настоящей работе представлены первые результаты определения величины магнитного поля по термоостаточной намагничности, сформированной при повышенных давлениях в условиях квазиодноосного сжатия.

### 1. АППАРАТУРА И МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проведены на куске пиллоу-базальта П72/2, отобранного из рифтовой зоны Красного моря с помощью подводного управляемого аппарата Пайсис во время 30-го рейса НИС «Академик Курчатов» в 1980 г. с базальтового ложа Голоценового возраста [22, 23] и любезно предоставленного нам вед. науч. сотрудником ИО РАН А. А. Шрейдером. В зависимости от экспериментов из куска вырезались образцы разных размеров. Термоостаточная намагничность при нормальном давлении и в условиях напряжений сжатия создавалась на образцах в виде цилиндра диаметром 15 мм и высотой 9–10 мм. Для этого была изготовлена камера типа цилиндр–поршень, схема которой показана на рис. 1.

Цилиндр камеры с внутренним диаметром 16 мм изготовлен из сплава ВТ–8, пуансоны — из керамики. Образец вместе с камерой нагревался с помощью резистивной печи при пропускании переменного тока по нихромовой проволоке с бифилярной намоткой.

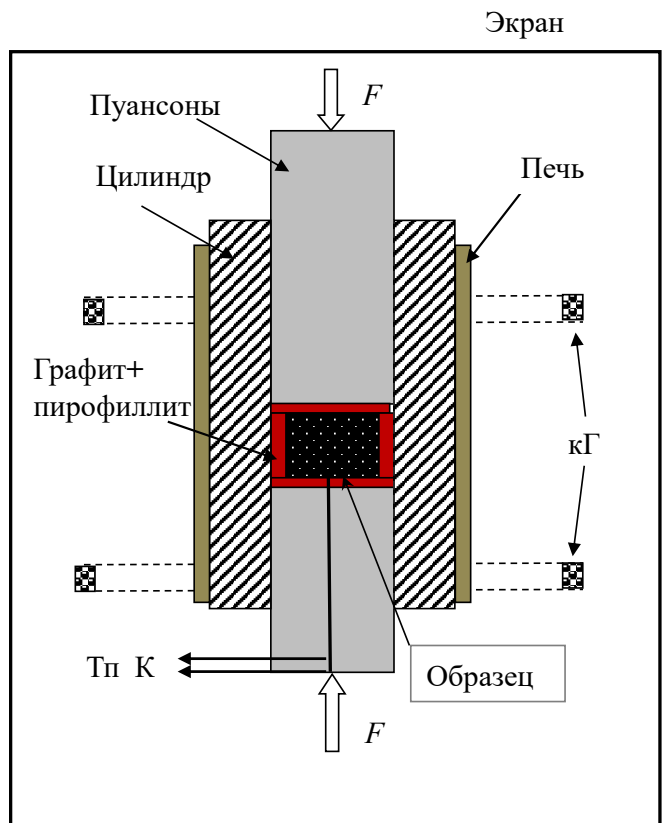


Рис. 1. Схема камеры для образования термоостаточной намагничности в условиях сжатия (пояснения см. в тексте)

Температура измерялась с помощью термопары типа К. Спай термопары подводился к образцу через нижний пуансон. Поле порядка земного создавалось с помощью колец Гельмгольца (к.Г.). В ячейке в качестве передающей давление среды использовалась смесь графита с пирофиллитом, которая помещалась между образцом, пуансонами и внутренней поверхностью цилиндра. Для создания усилия сжатия  $F$  использовался малогабаритный немагнитный пресс из сплава ВТ–8, который вместе с камерой и кольцами Гельмгольца помещался в экран из пермаллоя.

Методика создания термоостаточной намагничности в условиях квазиодноосного сжатия заключалась в следующем. Образец помещался в камеру, как показано на рис. 1, далее прикладывалось усилие сжатия и он нагревался до температуры 250°C, включалось поле  $B = 50$  мкТл и образец охлаждался до комнатной температуры в условиях сжатия, далее поле выключалось и снималось давление. Давление на торцевую поверхность образца рассчитывалось как  $P = F/S$ ,  $S = \pi d^2/4$ , где  $F$  — усилие, создаваемое прессом,  $d$  — диаметр пуансона.

Терромагнитный анализ минералов, отвечающих за магнитные свойства базальта, проведен по температурной зависимости магнитной восприимчивости  $k(T)$  при нагреве порошка базальта в атмосфере аргона. Зависимость  $k(T)$  измерялась прибором МФК1А с термоприставкой фирмы AGICO. Температура Кюри ( $T_c$ ) рассчитана по минимуму

производной от магнитной восприимчивости ( $k$ ) по температуре ( $T$ ) (рис. 2).

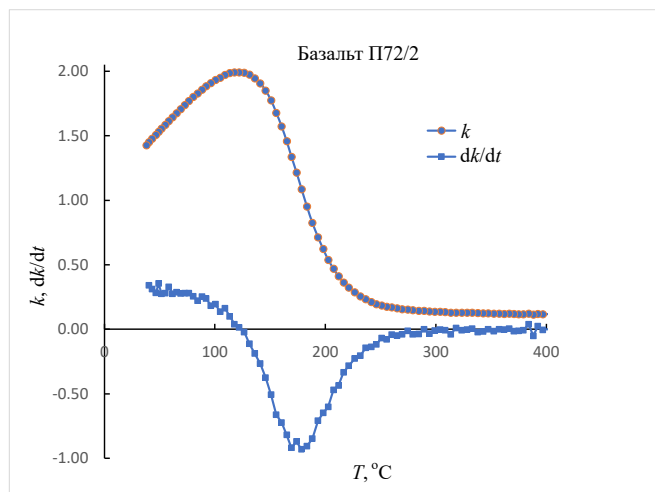


Рис. 2. Зависимость от температуры магнитной восприимчивости  $k(T)$  и производной  $dk/dT = f(T)$ , полученных на одном из дублей образца базальта П72/2

Остаточная намагниченность образцов измерялась на ротационном магнитометре JR6A фирмы AGICO.

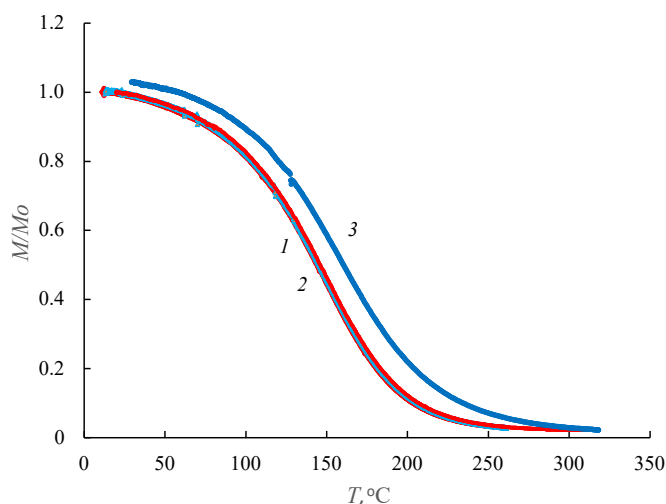


Рис. 3. Зависимость намагниченности в поле 0.24 Тл от температуры при циклических нагревах в воздухе образца базальта П72/2. 1, 2 — кривые нагрева и охлаждения от  $T_{\text{макс}} = 260^\circ\text{C}$ , 3 — кривая охлаждения после нагрева до  $318^\circ\text{C}$

Параметры петли магнитного гистерезиса: намагниченности насыщения ( $I_s$ ), остаточной намагниченности насыщения ( $I_{rs}$ ), коэрцитивной силы ( $B_c$ ) и остаточной коэрцитивной силы ( $B_{cr}$ ) измерены на вибрационном магнитометре собственной конструкции. При расчете намагниченности насыщения учитывался вклад в намагниченность парамагнитной матрицы базальта. Максимальное магнитное поле при измерении магнитного гистерезиса составляло 1.6 Тл.

Доменная структура магнитных зерен оценивалась по отношениям ( $I_{rs}/I_s$ ) и ( $B_{cr}/B_c$ ) с использованием критерия Дея–Данлопа [24], также по термомангнитному критерию [25].

Для определения величины магнитного поля по остаточной намагниченности образцов использовался метод Телье в модификации Кое [1]. Полный цикл Телье включал 11–12 двукратных нагревов до последовательно возрастающих температур  $T_i$ .

Для контроля окисления титаномагнетита в процессе проведения процедур Телье выполнялись три повторных нагрева до более низких уже пройденных температур — процедура «check-points» [26] для получения чек-точек рTRM. При создании лабораторных рTRM в циклах Телье использовалось поле  $B_{\text{лаб}} = 50$  мкТл. Нагревы производились в созданной нами двухкамерной печи [27], защищенной от внешних полей 4-слойным экраном из пермаллоя. В одной камере образец нагревался до заданной температуры  $T_i$ , далее перемещался в другую камеру, где охлаждался до комнатной температуры. Нагрев образцов при проведении процедур Телье осуществлялся в среде аргона.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

### 2.1. Магнитные и минералогические характеристики дублей образца базальта П72/2

Микронзондовый анализ, проведенный сотрудником ИЭМ РАН А.Н. Некрасовым показал, что магнитные зерна пиллоу-базальта П72/2 представлены титаномагнетитом состава  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  —  $44.7 \pm 3.9\%$ ,  $\text{Fe}_2\text{TiO}_4$  —  $49.6 \pm 3.5\%$ ,  $\text{FeAl}_2\text{O}_4$  —  $3.8 \pm 2.1\%$ ,  $\text{FeV}_2\text{O}_4$  —  $0.6 \pm 0.4\%$ ,  $\text{Mn}_2\text{TiO}_4$  —  $0.8 \pm 0.2\%$ ,  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  —  $0.6 \pm 1.3\%$ . Здесь представлены средние значения по анализу 10 зерен. Медианное значение температуры Кюри  $T_c$  базальта П72/2, определенное по зависимости  $k(T)$ , колебалось в пределах  $168$ – $182^\circ\text{C}$ .

Магнитные характеристики дублей образца базальта П72/2 показаны в табл. 1. По критерию Дея–Данлопа [24] зерна титаномагнетита исследованного куска базальта имеют псевдо-однодоменную структуру, близкую к многодоменной (отношение  $I_{rs}/I_s = 0.25$ – $0.3$ ,  $B_{cr}/B_c = 1.37$ – $1.44$ ).

Для проведения исследований по термонамагничиванию из куска базальта П72/2 были выпилены и подобраны образцы с близкими естественными магнитными характеристиками, которые можно считать дублями. Естественная остаточная намагниченность (NRM) дублей колебалась в пределах ( $15.1$ – $17.86$ )  $\text{A m}^2/\text{г}$ , магнитная восприимчивость —  $k = (0.62$ – $0.77) \times 10^{-2}$  ед Си/г, параметр Кенигсбергера, рассчитанный по формуле  $Q_n = \text{NRM}/(k \times 40)$  — в пределах  $57.2$ – $63.7$  (табл. 1).

Исследования [28–30] образца базальта П72/4, отобранного с этого же места, показали, что лабораторные нагревы в воздухе приводят к окислению содержащегося в нем титаномагнетита. Вследствие этого проверялась стабильность титаномагнетита, исследованного в работе базальта П72/2, к нагревам с целью оценки возможности использования его для лабораторного моделирования по термонамагничиванию. Циклические нагревы до все более возрастающих температур показали хорошую термостабильность титаномагнетита до  $T = 260^\circ\text{C}$ .

Таблица 1. Магнитные характеристики и термостаточная намагниченность, образованная на дублях базальта П72/2 при нормальном и повышенных давлениях

№ дублей	$k$ , ед Си/г	NRM, А·м <sup>2</sup> /г	$Q_n$	TRMo, А·м <sup>2</sup> /г	$P$ , МПа	TRMp/TRMo	$I_{rs}/I_s$	$B_c$ , мТл	$B_{cr}/B_c$
18	0.74	16.92	57.2	10.48	0.1	1	0.25	11.7	1.43
15	0.74	17.48	59.1	9.59	0.1	1			
15m	0.69	17.63	63.7	7.25	52.5	0.87			
16	0.77	17.77	57.7	9.67	50	0.82			
39	0.70	17.48	62.7	7.29	62.5	0.64			
30	0.71	17.86	62.7	7.58	88	0.55			
38	0.62	15.13	61.0	6.73	112.5	0.62			
31	0.70	17.12	61.4	8.40	125	0.50			
14	0.73	17.55	60.1	9.38	150	0.52	0.26	12.6	1.37
17	0.77	17.62	57.2	9.24	200	0.42	0.25	11.5	1.44
37	0.71	17.04	60.0	-	-	-	0.3	11.6	1.43

Примечание.  $k$  — удельная магнитная восприимчивость, NRM — удельное значение природной остаточной намагниченности, TRMo — удельное значение термоостаточной намагниченности, созданной в магнитном поле  $B = 50$  мкТл при нормальном давлении, TRMp — термоостаточная намагниченность, созданная в том же поле при повышенном давлении,  $P$  — давление, при котором формировалась термоостаточная намагниченность.

Цикл нагрев–охлаждение занимал примерно 1 ч. Зависимость намагниченности в поле 0.24 Тл от температуры —  $M(T)$  при нагреве образца до  $T = 260^\circ\text{C}$  практически не изменяется (рис. 3). После нагрева до  $320^\circ\text{C}$  заметно изменение температурного хода намагниченности. Вследствие этого для минимизации окисления титаномагнетита в экспериментах по созданию термоостаточной намагниченности при различных давлениях образцы нагревались только до  $T = 250^\circ\text{C}$ .

**2.2. Образование термоостаточной намагниченности в базальте П72/2 при нормальном и повышенном давлениях**

Перед созданием термоостаточной намагниченности образцы размагничивались переменным магнитным полем с амплитудой  $h=100$  мТл. После такого воздействия оставалось примерно 1% от NRM и 1.5–2% от термоостаточной намагниченности, образованной в лаборатории. Далее создавалась термоостаточная намагниченность при охлаждении образца от  $T = 250^\circ\text{C}$  до комнатной температуры в магнитном поле 50 мкТл. После этого образец снова размагничивался переменным магнитным полем и создавалась термоостаточная намагниченность при повышенном давлении в условиях квазиодноосного сжатия. Для того, чтобы исключить образование пьезоостаточной намагниченности, после охлаждения образца в условиях сжатия вначале выключалось поле, а потом снималось усилие сжатия.

Из результатов, представленных в табл. 1, видно, что разброс величины термоостаточной намагниченности по образцам составляет около 22%, в то время как разброс NRM — 16%. Так как модельной намагниченностью, по существу, является парциальная термоостаточная намагниченность, более существенный разброс этой намагниченности, по сравнению с NRM, можно объяснить вариацией спектра блокирующих температур. Возможно, это обусловлено вариацией состава титаномагнетитовых

зерен, о чем свидетельствуют результаты микронного анализа и небольшой разброс в значениях температуры Кюри (см. разд. 2.1.). В целом величина термоостаточной намагниченности, образованной в лаборатории при охлаждении от  $250^\circ\text{C}$  до комнатной температуры в магнитном поле 50 мкТл, оказалась на (38–59)% меньше NRM, т.е. для создания лабораторной TRMo было задействовано примерно 50% низкотемпературной части спектра блокирующих температур NRM.

Величина термоостаточной намагниченности, образованной при повышенном давлении по оси квазиодноосного сжатия (TRMp), оказалась меньше, чем при нормальном давлении (табл. 1). Как видно из рис. 4, в целом величина TRMp уменьшается с ростом давления. Термоостаточная намагниченность, сформированная в условиях квазиодноосного сжатия с давлением 200 МПа, оказалась почти в 2.5 раза меньше, чем образованная при нормальном давлении. Таким образом, подтвержден полученный ранее в работе [9] эффект влияния давления на формирование термоостаточной намагниченности в базальтах.

**2.3. Определение величины магнитного поля методом Телье–Кое по термоостаточной намагниченности, сформированной при различных давлениях**

Образцы, содержащие термоостаточную намагниченность, сформированную при различных давлениях, были подвергнуты двойным нагревам по методике Телье–Кое [1]. Первый нагрев до заданной температуры осуществлялся в отсутствие магнитного поля, второй нагрев до этой же температуры — в поле образования термоостаточной намагниченности,  $B=50$  мкТл. Примеры зависимостей  $TRM(T)$  и парциальной термоостаточной намагниченности от температуры —  $pTRM(T)$ , полученных в циклах Телье, и диаграммы Арай–Нагаты [31] представлены на рис. 6, а, б, в. Величина магнитного поля рассчитывалась по формуле  $B_{anc} = b \times B_{lab}$ , где  $b$  — тангенс

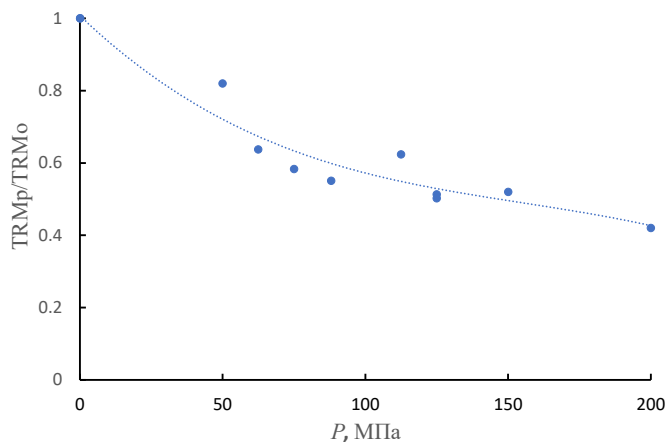


Рис. 4. Зависимость от давления термоостаточной намагниченности базальта П72/2, сформированной в условиях квазиодноосного сжатия

угла наклона линейной аппроксимации данных на диаграмме Арай–Нагаты,  $B_{lab} = 50$  мкТл — величина лабораторного поля при создании парциальной термоостаточной намагниченности в циклах Телье.

Из рис. 6, а видно, что «зависимость» TRM(pTRM) на диаграмме Арай–Нагаты для термоостаточной намагниченности, образованной при нормальном давлении, имеет некоторую вогнутость. Одной из причин вогнутого характера данных на диаграмме Арай–Нагаты может быть присутствие в образце многодоменных зерен. Как отмечено выше, о наличии магнитных зерен, со структурой близкой к многодоменной, свидетельствует критерий Дея–Данлопа.

Для оценки доменной структуры магнитных зерен применен также термомагнитный критерий [25, 32], согласно которому рTRM, созданная в температурном интервале ( $T_1, T_2, T_1 > T_2$ ), при последующем нагреве до  $T_1$  и охлаждении до  $T_0$  (обычно это комнатная температура, при которой измеряется остаточная намагниченность) разрушается не полностью: для ансамбля однодоменных (ОД) зерен остаток при  $T_0$  — «хвост»  $< 5\%$ , у псевдооднодоменных (ПОД) зерен  $5\% < \text{«хвост»} < 15\%$  и у МД зерен «хвост»  $> 15\%$ . Применение этого критерия к исследованному образцу показало (рис. 5), что после нагрева до  $200^\circ\text{C}$  образца, содержащего рTRM (200–20) остается 23% остаточной намагниченности. Следовательно, в части термоостаточной намагниченности TRM(250–20) с низкими блокирующими температурами большой вклад вносят многодоменные зерна. После нагрева до  $250^\circ\text{C}$  и охлаждения до комнатной температуры рTRM(250–200) размагничивается на 90%, т.е. «хвост» составляет 10%. Следовательно, часть TRM(250–20) с блокирующими температурами 200–250 $^\circ\text{C}$  обусловлена псевдооднодоменными зернами. Из этих данных можно заключить, что для получения более надежных результатов определения магнитного поля в расчетах следует исключить низкотемпературные точки на диаграмме Арай–Нагаты.

Как видно из табл. 2 и рис. 6, а, расчетное значение поля для TRM(250–20), образованной при нормальном давлении, отличается всего на 1–2% от поля создания этой намагниченности, если исклю-

чить из аппроксимации низкотемпературные точки, а также высокотемпературную точку  $T = 305^\circ\text{C}$ . Точку  $T = 305^\circ\text{C}$  также пришлось исключить вследствие существенного отклонения ее от линии аппроксимации, связанной, вероятно, с минералогическими изменениями. Таким образом, в определениях поля по термоостаточной намагниченности, образованной в условиях сжатия, использовалась средняя часть спектра блокирующих температур. Результаты расчета величины магнитного поля показаны на рис. 6, б, в (правые графики) и в табл. 2.

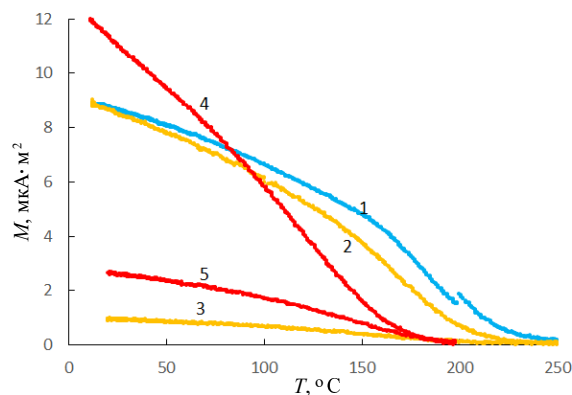


Рис. 5. Размагничивание температурой парциальных термоостаточных намагниченностей образца базальта П72/2: 1 — создание парциальной термоостаточной намагниченности в интервале 250–200 $^\circ\text{C}$ , 2 — изменение парциальной термоостаточной намагниченности рTRM(250–200) в отсутствие магнитного поля при нагреве образца; 3 — то же самое — при охлаждении; 4 — изменение парциальной термоостаточной намагниченности рTRM(200–20) в отсутствие магнитного поля при нагреве образца; 5 — то же самое — при охлаждении

По принятым в настоящее время критериям [26, 33] результаты определения поля считаются надежными, если коэффициент качества  $q > 5$  — линейный отрезок на диаграмме Арай–Нагаты в температурном интервале ( $T_1 - T_2$ ) — содержит  $N > 4$  репрезентативных точек, доля остаточной намагниченности, теряемая в интервале ( $T_1 - T_2$ ) от полного его значения, параметр  $f > 20\%$ . Как видно из таблицы, все результаты определения величины магнитного поля методом Телье–Кое удовлетворяют этим критериям. Для 10 определений из 11 получился довольно высокий коэффициент качества ( $q > 12$ ). рTRM check-point довольно близки к линии аппроксимации, что свидетельствует о том, что в интервале, по которому рассчитывалась величина поля, минералогические изменения не происходили. Это тоже свидетельствует о высоком качестве определения величины магнитного поля  $B_{anc}$ .

Из табл. 2 также видно, что расчетное значение магнитного поля, определенное методом Телье–Кое по TRMр, образованной при повышенных давлениях в условиях напряжений сжатия, оказывается занижено по сравнению с полем ее формирования на (25.8–68.8)%. С ростом давления расчетное значение поля уменьшается (рис. 7, табл. 2). Для  $P = 150$  МПа расчетное значение поля оказалось на

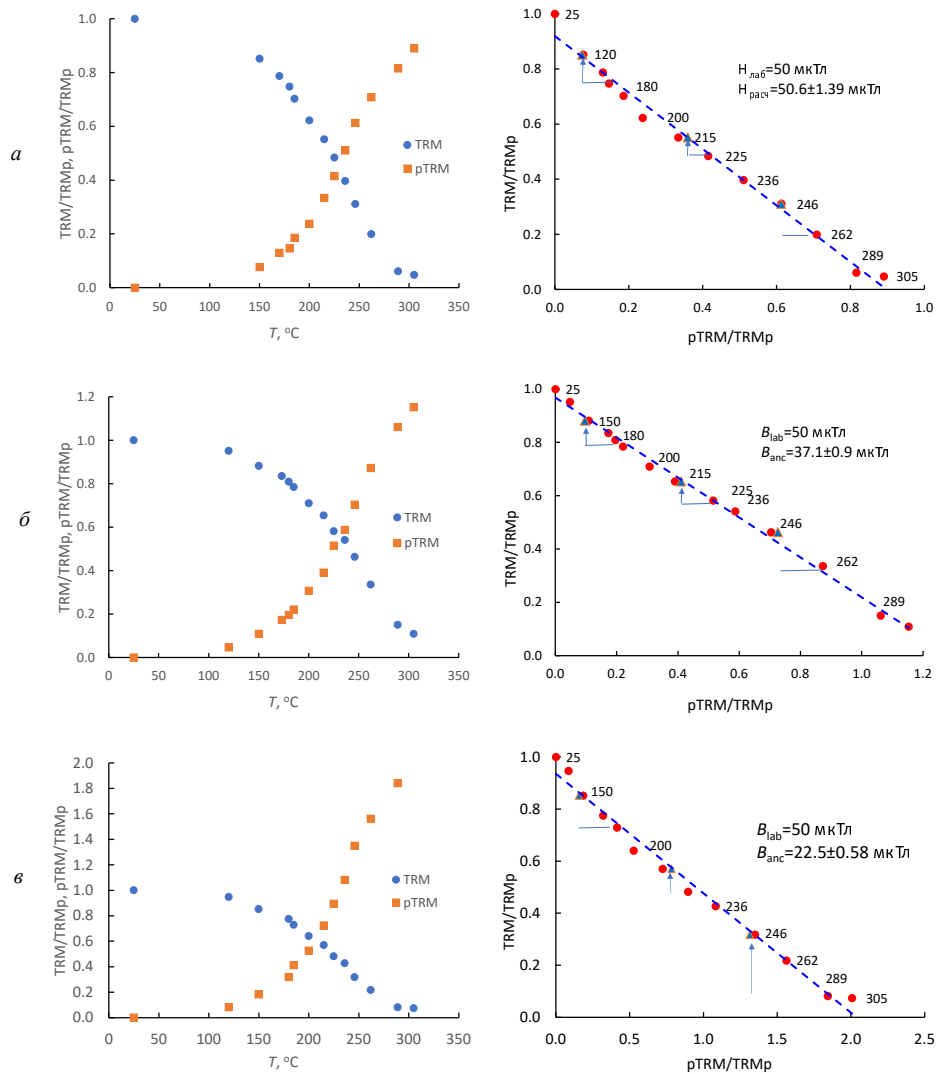


Рис. 6. Пример результатов Телье-экспериментов для термоостаточной намагниченности, образованной при давлениях: *a* –  $P=0.1$  МПа, *б* –  $P=50$  МПа, *в* –  $P=150$  МПа. Слева – разрушение термоостаточной намагниченности (TRM) и образование парциальной термоостаточной намагниченности (pTRM) в циклах Телье. Справа – диаграммы Арай-Нагата, построенные по данным, представленным слева. Пунктирная линия на диаграммах – результат линейной аппроксимации данных (круглые точки), треугольными точками обозначены результаты pTRM check-point

55% меньше поля образования TRM<sub>p</sub>, т.е. занижено более чем в 2 раза, а для  $P=200$  МПа – в 3.2 раза.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

1. Эксперименты по созданию термоостаточной намагниченности на образце базальта Красного моря П72/2 в условиях квазиодноосного сжатия подтвердили выявленный нами ранее эффект: при повышенном давлении по оси квазиодноосного сжатия формируется термоостаточная намагниченность меньшей величины, чем при нормальном давлении. Зависимость  $TRM_p = f(P)$  нелинейна. В базальте, содержащем псевдооднодоменные зерна титаномагнетита с температурой Кюри  $175 \pm 5^\circ\text{C}$ , отношение  $TRM_p/TRM_0$  при давлениях  $P=(150-200)$  МПа достигает (42–52)%.
2. Впервые установлено, что метод Телье-Кое дает заниженное значение величины магнитного поля, определенного по термоостаточной намагниченности, сформированной при повышенных давлениях

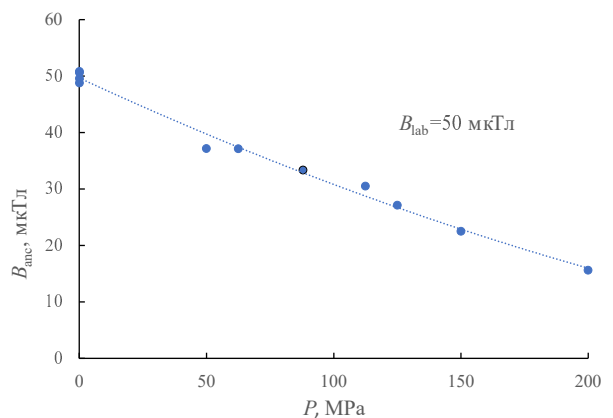


Рис. 7. Зависимость от давления расчетного значения поля, определенного методом Телье-Кое по термоостаточной намагниченности, сформированной в лаборатории в условиях напряжений сжатия на базальте Красного моря П72/2

Таблица 2. Результаты определения интенсивности магнитного поля методом Телье–Кое по термоостаточной намагниченности, образованной на Красноморском базальте П72/2 при нормальном давлении и при повышенном давлении в условиях квазиодноосного сжатия

№	$P$ , МПа	$T_1 - T_2$	$N$	$f$	$g$	$b$	$\sigma_b$	$q$	$B_{anc}$ , мкТл
18	0.1	150–289	11	0.79	0.89	1.01	0.03	25.5	50.6±1.4
11m	0.1	118–250	7	0.80	0.80	1.02	0.05	12.63	50.8±2.3
12	0.1	118–250	7	0.70	0.80	0.98	0.03	16.35	48.8±1.7
13m	0.1	118–250	7	0.66	0.80	0.99	0.03	14.91	49.6±1.7
16	50	120–289	12	0.8	0.87	0.74	0.02	29.11	37.1±0.9
39	62.5	133–250	8	0.73	0.85	0.74	0.03	15.92	37.1±1.4
30	88	133–250	8	0.60	0.85	0.67	0.03	12.34	33.3±1.4
38	112.5	133–250	8	0.66	0.84	0.60	0.02	15.22	30.5±1.1
31	125	133–250	8	0.66	0.84	0.54	0.02	14.48	27.1±1.0
14	150	150–289	10	0.77	0.88	0.45	0.01	26.4	22.5±0.6
17	200	150–289	9	0.54	0.79	0.31	0.02	7.1	15.6±1.0

Примечания. № — номер дубля образца базальта П72/2;  $P$  — давление, при котором создавалась термоостаточная намагниченность;  $T_1 - T_2$  — температурный интервал линейной аппроксимации на диаграмме Арай–Нагаты, по которому определялась  $B_{anc}$ ;  $N$  — число репрезентативных точек в этом интервале;  $f$  — параметр, характеризующий долю исходной намагниченности, использованной для аппроксимации;  $g$  — параметр, характеризующий однородность распределения репрезентативных точек в выбранном температурном интервале;  $b$  — тангенс угла наклона линии аппроксимации на диаграмме Арай–Нагаты;  $\sigma_b$  — среднеквадратичная ошибка определения  $b$ ;  $q = bfg/\sigma_b$  — интегральный показатель качества определения величины поля  $B_{anc} = b \cdot B_{lab}$  ( $B_{lab} = 50$  мкТл)

по оси квазиодноосного сжатия. Эффект занижения достигает 2.2–3.2 раза при давлениях  $P = (150 - 200)$  МПа.

3. Породы, формирование которых происходило в условиях напряжений сжатия, в случае направления палеополя, близкого к оси преимущественного сжатия, могут давать значительно заниженную палеонапряженность при применении стандартной методики Телье–Кое.

Автор выражает благодарность ведущему науч. сотруднику ИО РАН А.А. Шрейдеру за предоставленный образец базальта Красного моря, а также сотруднику ИЭМ РАН А.Н. Некрасову за электронно–зондовый анализ зерен титаномагнетита исследованного образца базальта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-05-00573).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Coe R.S. // *J. Geomagn. Geoelectr.* 1967. **19**, N 3, P. 157.
2. Wilson R.L. // *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 1961. **5**, N 1, P. 45.
3. Tauxe L. // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2006. **156**. P. 223.
4. Tauxe L., Gee J.S., Steiner M.B., Staudigel H. // *Geochemistry Geophysics Geosystems*. 2013. **14**, Iss. 10, P. 4718.
5. Tarduno J.A., Cottrell R.D. // *J. Geophys. Res.* 2005. **110**, N B11, Art. B111101, P. 1.
6. Щербакова В.В., Жидков Г.В., Щербаков В.П. и др. // *Физика Земли*. 2015. № 3. С. 47.
7. Blanco D., Kraochinsky V.A., Valet J.P., Ali A. et. al. // *Phys. Earth Planet. Inter.* 2012. **204**. P. 11.
8. Печерский Д.М., Бураков К.С., Захаров В.С., Шарков Е.В. // *Физика Земли*. 2004. № 3. С. 64.
9. Максимочкин В.И. // *Физика Земли*. 1995. № 9. С. 49.
10. Трухин В.И., Максимочкин В.И. // *Физика Земли*. 1999. № 11 С. 3.
11. Хасанов Н.А., Максимочкин В.И., Валеев К.А. // *Физика Земли*. 1999. № 6. С. 80.
12. Сковородкин Ю.П., Марков Г.П. // *Изв. АН СССР. сер. Физика Земли*. 1976. С. 58.
13. Yizo Natano // *J. Geomag. Geoelectr.* 1983. **35**. P. 155.
14. Нагапетян В.В. // *Изв АН Арм АССР. Наука о Земле*. 1986. **34**, № 1. С. 69.
15. Валеев К.А., Максимочкин В.И. // *Известия АН СССР. Физика Земли*. 1988. № 2. С. 106.
16. Kapicka A. // *Phys. Earth. Planet. Int.* 1990. **63**, N 1-2. P. 78.
17. Graham J. // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 1994. **83**. P. 147.
18. Трухин В.И., Безаева Н.С., Рошетт П., Гаттаччека Ж. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2007. № 3. С. 71.
19. Максимочкин В.И., Трухин В.И. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2009. № 6. С. 86).
20. Besaeva N., Gattaccesca J., Rochette P. et. al. // *Physics of Earth and Planetary Int.* 2010. **179**(1-2). P. 7.
21. Афремов Л.Л., Панов А.В. // *Физика Земли*. 2009. № 1. С. 67.
22. Шрейдер А. А. и др. // *Океанология*. 1982. **22**, № 3. С. 439.
23. Богданов Ю. А. и др. Атлас подводных фотографий Красноморского рифта. М., 1983.
24. Dunlop D.J. // *Journal of Geophysical Research*. 2002. **107**, N B3. P. 2056.
25. Shcherbakova V.V., Shcherbakov V.P., Heider F. // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. 2000. **105**, N B1. P. 767.
26. Coe R.S., Gromme S., Mankinen E.A. // *J. Geophys. Res.* 1978. **83**, NB4. P. 1740.
27. Максимочкин В.И., Грачев Р.А., Целебровский А.Н. // *Физика Земли*. 2020. № 3. С. 134.
28. Грибов С.К., Долотов А.В., Щербаков В.П. // *Физика Земли*. 2017. № 2. С. 109.
29. Gribov S.K., Shcherbakov V.P., Arhinogenova N.A. *International Conference on Geomagnetism, Paleomagnetism and Rock Magnetism (Kazan, 2017)*. Springer Geophysics. 2018. P. 173.

30. Максимочкин В. И., Грачев Р. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2019. № 6. С. 113. (Maksimochkin, V.I., Grachev, R.A. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2019. **74**, P. 697.)
31. Nagata T., Arai Y., Momose K. // J. Geophys. Res. 1963. **68**, N 18. P. 5277.
32. Большаков А. С., Щербакова В. В. // Известия АН СССР. Серия Физика Земли. 1979. № 2. С. 38.
33. Shcherbakova V.V., Bakhmutov V.G., Thallner D. et. al. // J. Geophys. Res. 2020. **220**. P. 1928.

## The Properties of Thermo-Remanence Magnetization That Formed on the Red Sea Basalt under High Pressure

V. I. Maksimochkin

*Department of Earth Physics Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*

*Moscow 119991, Russia*

*E-mail: [maxvi@physics.msu.ru](mailto:maxvi@physics.msu.ru)*

This paper presents experiments on the creation of thermoremanent magnetization TRMp at high pressure under conditions of quasi-uniaxial compression on a basalt sample containing titanomagnetite of the composition  $\text{Fe}_3\text{O}_4 - 44.7 \pm 3.9\%$ ,  $\text{Fe}_2\text{TiO}_4 - 49.6 \pm 3.5\%$ ,  $\text{FeAl}_2\text{O}_4 - 3.8 \pm 2.1\%$ ,  $\text{FeV}_2\text{O}_4 - 0.6 \pm 0.4\%$ ,  $\text{Mn}_2\text{TiO}_4 - 0.8 \pm 0.2\%$ ,  $\text{MgAl}_2\text{O}_4 - 0.6 \pm 1.3\%$  with a median Curie temperature of about  $180^\circ\text{C}$ . According to the Day–Dunlop criterion and the thermomagnetic criterion, the magnetic properties of the basalt sample on which the simulation was carried out are determined by a mixture of pseudosingle-domain and multidomain grains. TRMp was created on cylinder samples with a diameter of 15 mm and a height of 9–10 mm in a cylinder-piston chamber with an internal diameter of 16 mm. To create a quasi-uniaxial compression, a mixture of pyrophyllite with graphite was used as a pressure transmitting medium. The previously established effect of compression on the formation of thermoremanent magnetization was confirmed: at an increased pressure along the axis of quasi-uniaxial compression, a smaller thermoremanent magnetization is created than at normal pressure (TRMo). The TRMp/TRMo ratio at pressure  $P = (150 - 200)$  MPa on the basalt studied in this work was (42–52)%. The magnitude of the magnetic field  $B_{\text{anc}}$ , which acted during the formation of TRMp, was determined. It is shown for the first time that the Thellier–Coe method gives an underestimated value of the magnetic field, determined from the thermoremanent magnetization formed at high pressure along the quasi-uniaxial compression axis. The underestimation reaches 2.2–3.2 times at pressure  $P = (150 - 200)$  MPa.

*Keywords:* basalts, thermoremanent magnetization, elevated pressures, quasi-uniaxial compression, Thellier method.

PACS: 91.25.-r.

*Received 20 June 2022.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2022. **77**, No. 6. Pp. 905–913.

### Сведения об авторе

Максимочкин Валерий Иванович — доктор физ.-мат. наук, профессор; e-mail: [maxvi@physics.msu.ru](mailto:maxvi@physics.msu.ru).