ПРИЧИНА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЛОЖНЫХ КОМПОНЕНТ ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПРИ СТАНДАРТНОЙ ПОШАГОВОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЧИСТКЕ

В.П. Щербаков^{1,2}, А.В. Латышев^{3,4}, Р.В. Веселовский^{3,4}, В.А. Цельмович¹

¹ Геофизическая обсерватория «Борок», Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, 152742, Ярославская область, Некоузский р-он, п. Борок, Россия

² Институт геологии и нефтегазовых технологий, Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008, Казань, ул. Кремлевская, 18, Россия

³ Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, 123995, Москва, ул. Грузинская, 10, Россия

⁴ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, геологический факультет,

119991, Москва, Ленинские горы, 1, Россия

В образцах долеритов из пермотриасовых трапповых интрузий Сибирской платформы в ходе стандартной пошаговой термочистки в температурном диапазоне 250-450 °C нами было выявлено массовое возникновение среднетемпературной компоненты намагниченности, направленной противоположно высокотемпературной компоненте. В то же время антиподальная компонента не обнаруживается при чистке переменным полем, а при непрерывном терморазмагничивании наблюдается в ином температурном диапазоне. Результаты лабораторных исследований и математического моделирования доказывают, что выявленная среднетемпературная компонента намагниченности является артефактом и возникает вследствие явления магнитной памяти, которую демонстрируют образцы однофазно-окисленных титаномагнетитовых зерен со свойствами самообращения. Это явление может существенно влиять на результаты пошаговой температурной чистки и приводить к ошибкам в анализе палеомагнитных направлений. Учитывая, что однофазно-окисленные титаномагнетитовые зерна широко распространены в вулканических породах, мы предлагаем для идентификации истинных палеонаправлений использовать непрерывную температурную чистку в комплексе со ступенчатой. Расширение нашей модели на случай, когда вторичная компонента NRM₂ накладывается под некоторым углом на первичную частично обращенную компоненту NRM₁, объясняет наблюдаемые различия в результатах пошаговой и непрерывной температурных чисток образцов базальтов Стинс Маунтин (Steens Mountain, США).

Температурная чистка, магнитная память, самообращение, окисленный титаномагнетит, палеомагнитные направления

ORIGIN OF FALSE COMPONENTS OF NRM DURING CONVENTIONAL STEPWISE THERMAL DEMAGNETIZATION

V.P. Shcherbakov, A.V. Latyshev, R.V. Veselovskiy, and V.A. Tsel'movich

Many Permian–Triassic dolerite samples from the Siberian Trap Large Igneous Province exposed to conventional stepwise thermal demagnetization at 250–450 °C display mid-temperature remanence (MTC) directed opposite to the high-temperature NRM component. Alternating field (A.C.) demagnetization fails to isolate the antipodal component, but it appears during continuous thermal demagnetization, though in a different temperature range. Laboratory experiments and simulations prove that MTC remanence is an artifact resulting from magnetic memory of self-reversing titanomagnetite grains oxidized at low temperature. This effect can interfere with stepwise thermal cleaning and be responsible for misleading patterns of paleomagnetic directions. Given that oxidized titanomagnetite grains are widespread in volcanic rocks, we suggest to identify true paleodirections by combined continuous and stepwise thermal demagnetization. The extension of our model to the case of NRM₂ overprint directed at some angle to partially reversed primary NRM₁ component accounts for the difference between the results of stepwise and continuous thermal demagnetization observed in samples of the Steens Mountain basalt (USA).

Thermal demagnetization, magnetic memory, self-reversal, oxidized titanomagnetite, paleomagnetic directions

введение

Определение палеомагнитных направлений составляет основу палеотектонических реконструкций и восстановления морфологии геомагнитного поля. Палеомагнитные исследования базируются на предположении, что вектор естественной остаточной намагниченности (NRM) в породах параллелен направлению геомагнитного поля в момент формирования пород. Будучи в первом приближении верным, этот постулат сталкивается с осложнениями, если учесть, что результирующий вектор NRM представляет собой сумму первичной и вторичной (т.е. наложенной) компонент намагниченности (или нескольких вторичных компонент). Для восстановления истинного направления древнего геомагнитного поля необходимо удалить наложенные компоненты. Традиционно это делают с помощью магнитной чистки переменным полем или пошагового температурного размагничивания. В ходе чистки менее стабильные компоненты NRM разрушаются, а наиболее стабильная компонента изолируется и, как правило, принимается характеристической (ChRM).

Авторы работ [Mankinen et al., 1985; Prevot et al., 1985] выявили необычное поведение компоненты ChRM, полученной в результате стандартной пошаговой термочистки образцов миоценовых лавовых потоков разреза Стинс Маунтин, где записана инверсия геомагнитного поля. Было показано, что направление ChRM внутри потока B51 мощностью 1.9 м систематически меняется с высотой, разворачиваясь от направления, близкого к таковому в нижележащем потоке B52, к направлению ChRM вышележащего потока B50 (поведение палеонаправлений носит более сложный характер, но для упрощения мы обсуждаем только основной тренд). Этот факт вызвал к жизни дискуссию о причинах данного феномена, кратко изложенную в работе [Сое et al., 2014]. При этом было выявлено, что традиционная пошаговая и непрерывная температурные магнитные чистки демонстрируют существенно различные результаты. Более подробное описание случая, описанного [Сое et al., 2014], и обсуждение возможных причин необычного поведения вектора ChRM приведено ниже.

Целью настоящей работы является исследование физических причин, приводящих к различию результатов пошаговой и непрерывной термочисток. На основании петромагнитных экспериментов, мы разработали феноменологическую модель, объясняющую наблюдаемый эффект. Мы предполагаем, что различие возникает благодаря эффекту магнитной памяти в зернах титаномагнетита, подверженных однофазному окислению и имеющих свойство частичного самообращения. Данная работа была мотивирована результатами, которые мы получили при палеомагнитных исследованиях пермотриасовых долеритовых интрузий Сибирской трапповой провинции. При стандартной пошаговой температурной чистке, кроме высокотемпературной (HTC) и вязкой низкотемпературной (LTC) компонент, в значительной части образцов была выделена среднетемпературная компонента МTC, направление которой антиподально HTC. Результаты палеомагнитных исследований детально будут изложены в следующей работе и не обсуждаются здесь. Широкое проявление антиподальной компоненты МTC поднимает вопрос, маркирует ли компонента МTC инверсию геомагнитного поля, случившуюся в момент внедрения интрузии или позднее, или же она является артефактом, возникающим в результате специфических петромагнитных свойств. Чтобы проверить эту гипотезу, мы провели детальные палеомагнитные, термомагнитные и микрозондовые исследования.

Отметим, что сходное явление было недавно обнаружено в базальтах, отобранных из импактного кратера Рошшуар (Rochechouart, Франция) возраста 214 млн лет, где диапазон проявления обращенной компоненты простирается от 425 до 625 °C [Eitel, 2014].

Нужно подчеркнуть, что «аномальные» образцы с антиподальными компонентами намагниченности в одном образце или в одном лавовом потоке упоминаются во многих палеомагнитных работах, посвященных сибирским траппам [Веселовский и др., 2003; Михальцов и др., 2012; Фетисова и др., 2014]. Во многих случаях авторы предполагают образование антиподальных компонент за счет эффекта самообращения [Веселовский и др., 2003; Фетисова и др., 2014], однако воспроизвести эффект в лабораторных условиях практически не удавалось, за исключением единичных случаев.

Сходство наблюдаемого эффекта со случаем, описанным [Сое et al., 2014], вынудило нас провести более детальное исследование проблемы различия результатов пошаговой и непрерывной температурной чистки.

методика

Температурная магнитная чистка образцов проводилась в палеомагнитных лабораториях ИФЗ и ГИН РАН, а также геологического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, согласно стандартной методике [Zijderveld, 1967; Храмов и др., 1982; Шипунов, 1999]. Измерения и магнитные чистки выполнялись в пространстве со скомпенсированным внешним магнитным полем — в немагнитной комнате или кольцах Гельмгольца.

Термомагнитные и микрозондовые исследования проводились в Геофизической обсерватории «Борок». Для оценки точек Кюри T_c ферримагнитных минералов и их термостабильности снимались

термокривые намагниченности насыщения $M_s(T)$ на магнитных весах в постоянном внешнем магнитном поле 0.45 Тл. Температуры Кюри образцов определяли по максимуму первой производной на кривой $M_s(T)$ в соответствии с рекомендациями работы [Fabian et al., 2013]. Непрерывная термочистка выполнялась на вибрационном трехкомпонентном термомагнитометре чувствительностью 10^{-8} A·м² конструкции Ю.К.Виноградова.

Для детального анализа состава ферримагнитных минералов использовался растровый электронный микроскоп VEGA II LMU (TESCAN, Чехия) с интегрированной приставкой энергодисперсионного анализа Inca Energy 450 (Inca Oxford Instruments).

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЙ

Из 35 интрузивных тел, широко развитых в долине р. Нижняя Тунгуска и относящихся к пермотриасовым траппам Сибирской платформы (рис. 1), нами была отобрана коллекция из 350 ориентированных образцов. Исследованные интрузии представлены в основном силлами, реже — дайками и штоками, и сложены преимущественно мелкосреднезернистыми долеритами. Интрузии локализованы в верхнепалеозойских осадочных породах Сибирской платформы на западе исследуемого района и в пермотриасовых туфогенных отложениях и лавах трапповой формации — на востоке. Опубликованные U-Pb датировки по силлам Ниж. Тунгуски устанавливают время их формирования как начало раннего триаса: 251.795 ± 0.070 и 251.786 ± 0.054 млн лет по силлам нижнего течения Ниж. Тунгуски; 251.74 ± 0.18 млн лет по интрузиву в 150 км восточнее пос. Тура [Burgess, Bowring, 2015].

РЕЗУЛЬТАТЫ МАГНИТНЫХ ЧИСТОК

Пошаговая температурная чистка. Все отобранные образцы долеритов сибирских траппов из 35 палеомагнитных сайтов были подвергнуты пошаговому температурному размагничиванию. Образцы из 16 сайтов демонстрируют стандартный двухкомпонентный состав NRM: низкотемпературная компонента (LTC) разрушается к 200—300 °C и, вероятно, имеет вязкую природу, высокотемпературная компонента разблокируется к 600 °C и идентифицируется нами как характеристическая (ChRM). В 19 сайтах вектор естественной остаточной намагниченности помимо низкотемпературной и высокотемпературной компонент содержит среднетемпературную компоненту МТС, направление которой антиподально компоненте HTC. Диапазон проявления среднетемпературной компоненты в разных сайтах варьирует в широких пределах от 240—450 до 400—540 и 530—590 °C.

Пошаговая температурная чистка всей коллекции показала, что около трети образцов обнаруживают антиподальную среднетемпературную компоненту. Все три основные компоненты: LTC, MTC и HTC показаны на рис. 2. Вязкая компонента LTC разрушается к 200 °C, после чего с увеличением тем-



Рис. 1. Схематическая геологическая карта исследованного региона.

Палеомагнитные сайты: 1 — сайты с одной стабильной компонентой HTC; 2 — сайты с двумя антиподальными компонентами. Пермотриасовые траппы: 3 — преимущественно лавы; 4 — преимущественно туфы; 5 — интрузии; 6 — палеозойский осадочный чехол Сибирской платформы.



Рис. 2. Результаты пошаговой температурной чистки обр. 25 (с антиподальной среднетемпературной компонентой, см. рис. 1, сайт 3).

a — изменение величины NRM_s(*T*); δ — изменение направления NRM_s(*T*) с увеличением температуры. Обратная среднетемпературная компонента проявляется в интервале 300—400 °C. Проекции: *I* — горизонтальная, *2* — вертикальная.





Следы антиподальной МТС, проявленной при ступенчатой термочистке, отсутствуют. *а* — изменение величины NRM; *б* — изменение направления. Усл. обозн. см. на рис. 2.

пературы происходит падение величины NRM_s и движение точек на диаграммах Зийдервельда к началу координат (здесь и далее NRM_s — величина NRM, полученная в результате пошаговой чистки; NRM_c — непрерывной чистки). По достижении 300°C величина NRM_s(T) начинает расти, что сопровождается обратным смещением точек на ортогональной диаграмме. Выше 400°C происходит разрушение HTC до полного размагничивания образца. Такие результаты чистки обычно интерпретируются как присутствие обратной компоненты MTC на температурах 300—400 °C.

Для трех сайтов, где среднетемпературная компонента выделяется на температурах 240-450°С с достаточной уверенностью не менее чем в пяти образцах из сайта, был проведен тест обращения с целью проверки антиподальности компонент HTC и MTC [McFadden, McElhinny, 1990]. Результаты, показанные в таблице, демонстрируют, что угловая разница ү между направлениями компонент не превышает критический угол ү_{кр}, т.е. результат теста положительный.

Результаты теста обращения для сайтов с антиподальными компонентами

| Сайт | Полярность НТС | N, HTC/MTC | $\gamma/\gamma_{\kappa p}$, град |
|------|----------------|------------|-----------------------------------|
| 3 | Ν | 10/10 | 2.4/3.5 |
| 4 | Ν | 10/5 | 2.0/4.6 |
| 9 | Ν | 12/9 | 3.9/4.6 |

Примечание. N — количество образцов, используемых при расчете среднего направления; НТС — высокотемпературная компонента; МТС — среднетемпературная компонента; $\gamma/\gamma_{\rm kp}$ — угловое расстояние между НТС и МТС/ критический угол, по [McFadden, McElhinny, 1990].

1410

Чистка переменным полем. Шесть образцов, где была выявлена антиподальная компонента МТС, были подвергнуты ступенчатой чистке переменным магнитным полем. Все исследованные образцы демонстрируют двухкомпонентный состав вектора остаточной намагниченности (рис. 3). Низкокоэрцитивная компонента размагничивается при значениях поля 5—10 мТл и, вероятно, имеет вязкую природу. Высококоэрцитивная компонента разрушается во всех образцах в интервале 10— 80 мТл и характеризуется той же полярностью, что и НТС для этих образцов. Ни в одном случае антиподальных компонент, подобных выделенным при температурной чистке, обнаружено не было.



Рис. 4. *а* — температурные кривые непрерывной (пунктирная линия) и пошаговой (сплошная линия) чисток обр. 26 (с МТС).

Термокривые сняты на идентичных образцах, несущих исходную NRM. б — соответствующие расчетные кривые пошагового и непрерывного размагничивания нормированной NRM.

Непрерывная температурная чистка. Далее шесть образцов были подвергнуты непрерывному терморазмагничиванию. В то время как присутствие антиподальной МТС при пошаговой чистке фиксируется по росту значений NRM_s(*T*) при температурах 350—400 °C (рис. 4, *a*, сплошная линия), кривая непрерывного размагничивания NRM_c(*T*) не обнаруживает подобных черт (см. рис. 4, *b*, пунктир). В то же время на кривой NRM_c(*T*) отмечается обратная компонента (далее SRC — self-reversed component) в низкотемпературном интервале при T < 150—200 °C.

Таким образом, и пошаговая, и непрерывная чистка обнаруживают антиподальные компоненты, однако температурные диапазоны проявления этих компонент существенно различаются. Для выяснения причин этого несоответствия были сняты термокривые NRM(T) при нагревах до последовательно возрастающих температур T_i (рис. 5).

Как видно из рис. 5, *a*, нагревы до 350 °C приводят только к некоторому смещению вправо и падению величины пикового значения NRM, которого кривые NRM(*T*) достигают между 100 и 150 °C, но не к разрушению собственно обращенной компоненты SRC(*T_i*), интенсивность которой можно количественно описать как разницу между пиковым значением и величиной NRM при комнатной температуре. Как показывает эксперимент, реальное разрушение SRC(*T_i*) начинается только при прогревах до 400 °C и выше (см. рис. 5, *б*, *в*). Очевидно, смещение и падение пика NRM возникают благодаря терморазмагничиванию низкотемпературной компоненты NRM, включая ее вязкую составляющую. Таким образом, из наших экспериментов следует, что NRM состоит по меньшей мере из двух различных компонент нормальной и самообращенной (при *T* < 150 °C). При этом загадкой остается тот факт, почему разрушение низкотемпературной обращенной компоненты начинается только при прогревах до 400°C и выше. Физическая причина столь необычного поведения кривых терморазмагничивания NRM(*T*) обсуждается в следующих разделах.

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Термокривые намагниченности насыщения $M_{si}(T)$ по своим свойствам распадаются на три типа. Тип A (рис. 6, a) имеет характерную $T_c \approx 150-200$ °C, но при этом кривые $M_{si}(T)$ обладают длинным «хвостом», тянущимся до 500–600 °C. Нагревы до 500 °C и выше приводят к заметным изменениям в характере кривых $M_{si}(T)$ — низкотемпературная фаза уменьшается в объеме при одновременном увеличении концентрации минерала, обладающего более высокими точками Кюри, распределенными в широком температурном интервале вплоть до 600°C. Такое поведение термомагнитных кривых отвечает идущему при нагревах процессу глубокого однофазного окисления на зернах исходного титаномагнетита (TM), при котором происходит небольшое снижение величины M_s при одновременном росте T_c .

Рис. 6, б отражает случай очень стабильных образцов (тип B), $M_s(T)$ которых практически не меняется от нагрева к нагреву, а температура Кюри этих образцов близка к магнетитовой. Тип C (см.





Обр. 25 (с МТС). *a* — последовательные термокривые нагрева — охлаждения до возрастающих температур T_i : $T_1 = 100$; $T_2 = 200$; $T_3 = 300$; $T_4 = 400$ °C; δ — то же, для $T_5 = 450$; $T_6 = 500$; $T_7 = 550$ °C; ϵ — величина компоненты SRC (T_i); ϵ — численное моделирование кривых терморазмагничивания NRM_c(T) при нагревах до $T_i = 200$, 300, 400, 520 °C, рассчитанное при S = 4, b = 5, $b_0 = 1$, p = 0.5, q = 1, $T_{cA} = 750$ K, $T_{cB} = 400$ K, $T_{low} = 400$ K, $T_{c2} = 750$ K, $T_{12} = -2$ K.

рис. 6, *в*) отличается от типа *B* тем, что нагрев до 600 °C приводит к уменьшению интенсивности намагниченности насыщения образца с одновременным возникновением относительно низкотемпературной фазы с $T_c \approx 300-350$ °C. При повторном нагреве образца до 700 °C процесс образования этой фазы резко усилился (пунктир). Такой характер кривых свидетельствует о наличии структур спинодального распада в зернах исходного TM и их последующей гомогенизации при нагреве образцов до температур выше температуры спинодали (в данном случае это 600 °C), при котором происходит восстановление TM фазы с относительно низкой T_c .

Кривые на рис. 6, *а* как раз соответствуют образцам, обладающим обратной среднетемпературной компонентой NRM, и именно они будут предметом нашего дальнейшего анализа. Кривые на рис. 6, *б* характерны для однокомпонентных образцов. Образцы, имеющие $M_s(T)$ типа той, что изображена на рис. 6, *в*, также иногда демонстрируют слабую обратную компоненту при ступенчатой термочистке, но при значительно более высоких температурах $\approx 530-570$ °C. Возникновение этой компоненты, возможно, связано с процессами минералогических трансформаций структур спинодального распада, но этот вопрос не является предметом настоящего исследования и требует отдельного рассмотрения. От-



Рис. 6. Типичные кривые изменения с температурой намагниченности насыщения $M_{si}(T)$ (усл. ед.) при последовательных нагревах образцов до возрастающих температур T_i .

а — обр. 25, тип *A* (сайт 3, при ступенчатой термочистке выявлена МТС в интервале 250—450 °C). *б* — обр. 258, тип *B* (сайт 24, при ступенчатой термочистке выделяется единственная компонента НТС). *в* — обр. 268, тип *C* (сайт 25, при ступенчатой термочистке проявлена МТС в интервале 530—570 °C). Вертикальные линии отмечают максимальную температуру каждого прогрева.

метим лишь, что этот диапазон (высоких) температур сходен с интервалом проявления обращенной компоненты на базальтах из импактного кратера Рошшуар [Eitel, 2014], о палеомагнитных исследованиях которого упоминалось во Введении.

МИКРОЗОНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Микрозондовый анализ, выполненный по шлифу образца 25 (тип *A* по термомагнитным свойствам; при температурной чистке выделена антиподальная компонента МТС), в котором при термочистке была выделена обратная компонента, обнаружил наличие зерен титаномагнетита (TM) состава $x \approx 0.6$ —0.7, граничащих иногда с зернами чистого ильменита (рис. 7, *a*). ТМ такого состава имеют $T_c \approx 150$ °C, что вполне согласуется с данными термомагнитного анализа. Рентгеновская дифрактометрия также подтвердила присутствие шпинели с параметром решетки a = 0.847—0.848 нм, что соответствует слабоокисленному TM с $x \approx 0.6$ [Nishitani, 1983].

Вместе с тем электронная микроскопия показала, что в образцах содержатся зерна (или участки зерен), испытавшие заметное однофазное и/или гетерофазное окисление. На рис. 7, δ представлены изображения TM зерен с сеткой трещин, что, согласно [Petersen, 1987], является маркером однофазного окисления. При этом особенно сильно окисление выражено в участках, окаймляющих трещины [Krasa et al., 2005]. Рис. 7, *в* демонстрирует снимок зерна, испытавшего окислительный твердофазный распад на магнетит и ильменит. Согласно [Гапеев, Цельмович, 1988], наличие крупных ламеллей микронного размера и выше говорит о том, что они сформировались при высокой температуре > 700°С, а видимые на этом же рисунке тонкие субмикронные ламелли свидетельствуют, что процесс гетерофазного окисления продолжался и ниже, вплоть до $T \approx 550$ —600 °С. Очевидно, эти структуры, наряду с однофазно-окисленными зернами (или участками зерен), как раз и ответственны за появление длинных «хвостов» с высокими точками Кюри на кривых $M_s(T)$ (см. рис. 6, *a*).

дискуссия

Концепция «магнитной памяти». По результатам магнитоминералогических и электронно-микроскопических исследований можно заключить, что образцы, демонстрирующие эффект ложной обратной компоненты NRM, имеют достаточно сложный минералогический состав. Во-первых, в них содержится TM с $T_c \approx 150-200$ °C и содержанием ульвошпинели $x \approx 0.6$. Во-вторых, эти зерна содержат однофазно-окисленные участки с широким спектром T_c , тянущимся вплоть до 500 °C и выше. В-третьих, в них присутствует гетерофазно-окисленный титаномагнетит с составом ферримагнитных ячеек, близким к чистому магнетиту. Эта минералогия практически идентична той, что описана в работе [Krasa et al., 2005], где изучался ряд базальтовых пород, демонстрирующих явление самообращения. Согласно этой работе, явление самообращения в однофазно-окисленных TM обусловлено тем, что его зерна пред-



d

0 20 мкм



Рис. 7. Микрофотографии обр. 25 (с МТС).

a — зерно титаномагнетита (TM) состава x = 0.6 с ильменитовым (Ilm) прорастанием, δ — система трещин, характерных для однофазно-окисленных зерен, e — двухстадийное гетерофазное окисление: внизу крупная ламелль, выше тонкие субмикронные ламелли. Мt — магнетит.

ставляют собой фактически двухфазную систему, где одна фаза состоит из матрицы слабоокисленного первичного TM с $T_c \approx 200$ °C, а вторая представлена вкраплениями сильноокисленных зон с $T_c = 400$ —500 °C, окаймляющими трещины в этих зернах. Взаимодействие между этими фазами (обменное или магнитостатическое, пока этот вопрос до конца не решен) как раз и приводит к самообращению NRM в низкотемпературном интервале T < 150—200 °C, т. е. ниже T_c первичного TM.

Опираясь на эту аналогию, можно с уверенностью утверждать, что минералом, вызывающим самообращение NRM в исследуемых образцах, является неоднородно окисленный TM. Другим возможным кандидатом на самообращение мог быть гемоильменит состава $Fe_{2,y}Ti_yO_3$ при $y \approx 0.5$, но на снятых рентгенограммах обнаруживается только ромбоэдрическая фаза с параметрами решетки, отвечающими чистому ильмениту, следов гемоильменита найдено не было. В поддержку утверждения об окисленном TM как о носителе самообращающейся NRM обратим внимание на то, что в статье [Krasa et al., 2005] также были выполнены эксперименты по последовательному терморазмагничиванию NRM, аналогичные тем, что доложены нами в разделе Непрерывная температурная чистка. Сравнение результатов этих экс-



Рис. 8. *а*, *б* — иллюстрация двухфазной модели ТМ зерна в разных диапазонах температур, *в* — зависимость нормированной спонтанной намагниченности от температуры.

Размер стрелок пропорционален намагниченности фазы. S = 4; $T_{cA} = 400$ K; $T_{cB} = 750$ K; $T_{12} = -2$ K, b = 1 (пунктир), b = 5 (сплошная линия). Расчет произведен по формулам (6) и (7).

периментов показало, что полученные нами термокривые (см. рис. 5) оказались полностью подобны термокривым, приведенными в работе [Krasa et al., 2005, Fig. 3]. Таким образом, вопрос теперь состоит в том, почему присутствие минерала со свойствами низкотемпературного самообращения вызывает столь различное поведение кривых пошаговой и непрерывной термочистки.

Для объяснения этого явления обратимся к концепции «магнитной памяти», заключающейся в том, что в двухфазной системе зерна низкотемпературной фазы благодаря межфазовому взаимодействию могут «запоминать» свое первоначальное направление и при охлаждении образца до температуры ниже температуры Кюри T_{cB} восстанавливать свое предыдущее состояние после размагничивания при нагреве [Prevot et al., 2001]. Суть концепции состоит в том, что в случае, когда NRM образована двумя тесновзаимодействующими фазами с существенно разными точками Кюри, потеря магнитной памяти, т. е. уничтожение NRM низкотемпературной фазы, измеренной при комнатной температуре T., может быть достигнута только путем деблокирования зерен высокотемпературной фазы. В нашем случае диапазон деблокирующих температур T_{db} высокотемпературной фазы простирается вплоть до ее температуры Кюри T_{с4} ≈ 550 °C. Таким образом, при ступенчатом размагничивании NRM низкотемпературной фазы всегда будет полностью или частично восстанавливаться при охлаждении от температур, не превышающих T_{cd} . Это простое рассуждение естественным образом объясняет появление среднетемпературной обратной компоненты МТС при пошаговой термочистке, при этом ясно, что при таком механизме интервал возникновения среднетемпературной обратной компоненты совпадает с диапазоном деблокирующих температур T_{db} высокотемпературной фазы. Таким образом, нагревы ниже этого диапазона температур, не разрушая прямую, не разрушают и обратную компоненту, разрушение которой происходит только одновременно с разрушением прямой компоненты при нагреве образца до ее деблокирующих температур, т. е. до ≈ 400 °С, что формально фиксируется на диаграммах Зийдервельда как присутствие обратной компоненты именно в этом среднетемпературном диапазоне. С другой стороны, при непрерывном терморазмагничивании сначала происходит разрушение самообращенной низкотемпературной NRM (что отражается в подъеме термокривых при T < 150 °C на рис. 4, 5) и лишь затем начинается монотонный спад NRM(T) в связи с высвобождением магнитных моментов разблокированных зерен и уменьшения спонтанной намагниченности M_s высокотемпературной фазы. Подчеркнем, что M_s низкотемпературной фазы B при этих температурах уже равна нулю и эта фаза никак не влияет на ход термокривой NRM(T) при $T > T_{cB}$.

Численное моделирование обращенной МТС. В соответствии с минералогией образцов, положим, что компонента NRM₁ представлена двухфазным ТМ, где роль первой фазы *A* играет стехиометричная ТМ матрица, в которую вкраплены сильноокисленные включения (фаза *B*). Схематичная иллюстрация этой модели показана на рис. 8.

Вторая компонента NRM₂ является нормальной, т. е. не обладающей никакими особенностями. Для возможности выполнения формальных расчетов мы представим ее в виде ферромагнитной монофазы с температурой Кюри T_{c2} . Для определенности положим также, что NRM₁ и NRM₂ имеют термомагнитную природу. Тогда общее выражение для интенсивности NRM_k(T, T_b) (k = 1,2) при охлаждении в малом внешнем поле h до комнатной температуры можно записать в виде

$$\operatorname{NRM}_{k}(T_{r}) = h \int_{T_{r}}^{T_{c}} \frac{y_{k}(T)}{y_{k}(T_{b})} c_{k}(T_{b}) \chi_{k}(T_{b}) dT_{b}.$$
(1)

1415

Фактор $y_k(T)/y_k(T_b)$ учитывает изменения параметра порядка $y_k(T) = M_{sk}(T)/M_{sk}(0)$ с температурой. Здесь $M_{sk}(T)$ — спонтанная намагниченность данного зерна, χ_k — его парамагнитная восприимчивость, $c_k(T_b)$ — относительная объемная концентрация зерен с блокирующей температурой T_b . Пусть $p(T_b, T_{db})$ — вероятность разблокировки такого зерна при нагреве до $T = T_{db}$. Необходимость введения такой функции распределения обусловлена тем, что блокирующая и деблокирующие температуры идентичны только в случае однодоменных зерен [Shcherbakova et al., 2000]. Тогда полная нормированная на h остаточная намагниченность образца, измеренная при его нагревании до температуры T, есть

$$\operatorname{NRM}_{k}(T) \uparrow = y_{k}(T) \int_{T}^{T_{c}} \int_{T_{r}}^{T_{c}} \frac{c_{k}(T_{b})\chi_{k}(T_{b})}{y_{k}(T_{b})} p_{k}(T_{b}, T_{db}) dT_{b} dT_{db} = y_{k}(T)F_{k}(T) .$$
(2)

Здесь для удобства изложения введен кумулятивный спектр

$$F_{k}(T) = \int_{T}^{T_{c}} \int_{T_{r}}^{T_{c}} \frac{c_{k}(T_{b})\chi_{k}(T_{b})}{y_{k}(T_{b})} p_{k}(T_{b}, T_{db}) dT_{b} dT_{db} .$$
(3)

Отличие ступенчатого терморазмагничивания от непрерывного заключается в том, что после нагрева до некоторой промежуточной температуры T образец вновь охлаждается до T_r , так что формулу (2) следует записать как

$$\operatorname{NRM}_{k}(T) \uparrow \downarrow = y_{k}(T_{r})F_{k}(T).$$

$$\tag{4}$$

Формулы (2) и (4) дают простые и прозрачные выражения для кривых непрерывного и ступенчатого терморазмагничивания в терминах параметра порядка $y_k(T)$ и кумулятивного спектра деблокирующих температур $F_k(T)$. Из способа вывода этих формул видно, что их справедливость не зависит от природы NRM — она может быть как термоостаточной, так и химической или термохимической природы.

Поскольку ТМ является ферримагнетиком, в котором каждый ион связан обменным взаимодействием с большим числом ближних (и следующих за ближними) соседей, строгий расчет параметра порядка $y_k(T)$ крайне затруднителен даже в приближении молекулярного поля [Fabian et al., 2013, 2015]. Однако, поскольку детали поведения функции $y_k(T)$ нам не важны, для целей настоящей задачи мы используем для расчета $y_2(T)$ простую теорию Вейсса [Вонсовский, 1971], согласно которой

$$y_2 = B_S\left(\frac{T_{c2}}{T}\frac{3S}{S+1}y_2\right), B_S(x) = (2S+1)/(2S) \operatorname{cth}[(2S+1)x/(2S)] - \operatorname{cth}[x/(2S)]/(2S),$$
(5)

где $B_{\rm S}(x)$ — функция Бриллюена, S — спин. Отметим также, что в этом разделе все температуры выражены в градусах Кельвина, если не оговорено обратное.

Ввиду сложного состава зерен первой компоненты NRM₁, следует использовать среднюю по объему величину параметра порядка

$$y_1 = (v_A y_A + v_B y_B) / (v_A + v_B) = (y_A + b y_B) / (1 + b),$$
(6)

где v_A и v_B — объемы фаз A и B соответственно, а y_A и y_B — их параметры порядка. Коэффициент $b = v_B/v_A$ отражает относительный объем фаз A и B. Функции y_A и y_B в первом приближении могут быть также рассчитаны, аналогично (5), из теории Вейсса. но с добавлением члена, отвечающего их отрицательному (обменному или магнитостатическому) взаимодействию. Для учета взаимодействия воспользуемся феноменологическим подходом, предложенным Неелем [Вонсовский, 1971] для описания ферримагнитного состояния. Для этого запишем стандартную систему двух уравнений:

$$y_{A} = B_{S} \left[\frac{3S}{S+1} \left(\frac{T_{cA}}{T} y_{A} + \frac{T_{12}}{T} y_{B} \right) \right], \quad y_{B} = B_{S} \left[\frac{3S}{S+1} \left(\frac{T_{cB}}{T} y_{B} + \frac{T_{12}}{T} y_{A} \right) \right].$$
(7)

Подчеркнем, что при условии слабого взаимодействия $T_{12} \ll T_{cA}$ и $T_{12} \ll T_{cB}$, которое мы будем использовать для расчетов, реальная величина T_{12} практически не влияет на результат. При этом условии отрицательное взаимодействие фактически лишь обеспечивает антипараллельность векторов \mathbf{M}_{sA} и \mathbf{M}_{sB} , что необходимо для возникновения частичного или полного самообращения.

Конечно, предложенная модель далека от реальности и расчет пространственного распределения параметра порядка в наночастицах следовало бы описывать в рамках микромагнитных уравнений для двухфазных наночастиц, как это сделано в работах [Wang, Mills, 1992; Shcherbakov et al., 2012]. Конкретно, недостаток модели в случае магнитостатического взаимодействия состоит в том, что уравнения (7) не учитывают неоднородности поля взаимодействия по объему обеих фаз. С другой стороны, обменные взаимодействия сосредоточены только на границе фаз, и это также требует отдельного подхода. Однако проблема учета поля взаимодействия по объему обеих фаз выходит далеко за рамки настоящего исследования, поскольку его задачей является дать лишь качественное объяснение наблюдаемого эффекта на основе сформулированных выше физических принципов, а не детальное исследование частностей процесса.

График $v_1(T)$ для двух различных весовых соотношений прямой и обратной компонент намагниченности показан на рис. 8, в. Как и следовало ожидать, полное обращение намагниченности NRM, возникает при доминирующем вкладе обратной компоненты, когда ее полный объем значительно превышает объем нормальной фазы (b >> 1).

Как видно из (3) и (4), для завершения расчетов необходимо сделать предположения о температурной зависимости $F_1(T)$ и $F_2(T)$. Из структуры выражения (2) для $F_1(T)$ следует, что оно, с точностью до множителя $y_1(T)$, отражает экспериментальную кривую непрерывного терморазмагничивания NRM(T). Аналогично, спектр $F_2(T)$ с точностью до множителя $y_1(T_r)$ отражает экспериментальную кривую ступенчатого терморазмагничивания NRM(T). При внимательном рассмотрении таких кривых на рис. 2 и 4 нетрудно видеть, что падение интенсивности NRM с ростом температуры нагрева идет более или менее равномерно во всем температурном интервале (Tr, Tco). В соответствии с этим примем, что блокирующие температуры нормальной компоненты присутствуют во всем этом интервале. Для удобства расчетов введем теперь безразмерные спектры $f_1(T) = F_1(T)/F_1(T_r)$ и $f_2(T) = F_2(T)/F_2(T_r)$. Основываясь на вышеприведенных соображениях, для простоты дальнейших рассуждений возьмем степенную аппроксимацию $f_2(T) = [(T_{c2} - T)/(T_{c2} - T_r)]^p$. С другой стороны, как видно из экспериментальных данных по ступенчатому терморазмагничиванию NRM, обратная компонента имеет относительно узкий спектр блокирующих температур в некоторой области температур, примыкающих к T_{cA} . Пусть T_{low} — нижняя граница этого интервала; тогда положим $f_1(T) = 1$, если $T < T_{low}$ и $f_1(T) = [(T_{cA} - T)/(T_{cA} - T_{low})]^q$, если $T \subset (T_{low}, T_{cA})$. Здесь p, q и T_{low} — подгоночные параметры. Вводя теперь нормированную полную $nrm(T) = (\text{NRM}_1 + \text{NRM}_2) / F_1(T_r)$ и обозначая $b_0 = F_2(T_r)/T_1$

*F*₁(*T*_.), получим из (2) и (4):

$$\operatorname{NRM}_{c}(T) = y_{1}(T)f_{1}(T) + b_{0}y_{2}(T)f_{2}(T), \operatorname{NRM}_{s}(T) = f_{1}(T) + b_{0}f_{2}(T).$$
(8)

Результаты расчета NRM, и NRM, (T) показаны на рис. 4, δ пунктирной и сплошной линиями соответственно. Как видно из сравнения рассчитанных и экспериментальных кривых, при выбранных для моделирования параметрах между ними наблюдается вполне удовлетворительное согласие.

Для завершения сравнения рассчитанных и экспериментальных кривых на рис. 5, z представлен результат моделирования термокривых NRM(T) при нагревах до последовательно возрастающих температур. Сравнение кривых на этом рисунке с аналогичными термокривыми на рис. 5, a, δ снова показывает неплохое их согласие.

Численное моделирование непрерывной и пошаговой термочистки базальтов Стинс Маунтин. В этом разделе предлагается объяснение расхождения между результатами непрерывной и стандартной пошаговой термочистки образцов миоценовых лавовых потоков разреза Стинс Маунтин, о которых упоминалось во Введении. Первое, довольно экзотическое объяснение наблюдаемым вариациям заключалось в изменениях палеонаправлений в течение недели в процессе инверсии геомагнитного поля [Prevot et al., 1985].

Более правдоподобное объяснение вариациям NRM, записанным в потоке B51, заключается в прогреве при излиянии вышележащего потока В50, вызвавшем образование вторичной компоненты NRM₂, параллельной направлению NRM в потоке B50. Поскольку интервалы деблокирующих температур NRM₂ и первичной компоненты NRM₁ перекрываются, при пошаговой температурной чистке это приводит к появлению промежуточной компоненты при 500 °C [Сое et al., 1995]. Для тестирования этой гипотезы авторы [Coe et al., 2014] осуществили серию экспериментов, включая выделение компонент намагниченности по результатам непрерывного терморазмагничивания. Результаты экспериментов показали, что направление ChRM в образцах потока B51 соответствует таковому в нижележащем потоке В52. Тем не менее причины наблюдаемого различия результатов пошаговой и непрерывной температурных чисток оставались неясными. В качестве возможного объяснения авторы [Coe et al., 2014] предложили химические превращения, происходящие при пошаговой чистке. Однако разница в скоростях нагрева при пошаговой и непрерывной чистках не столь велика, чтобы повысить температуру реакции не менее чем на сотню градусов.

Мы применили предлагаемую нами модель для объяснения результатов ступенчатой и непрерывной термочисток базальтов Стинс Маунтен. На такой шаг нас натолкнуло два обстоятельства. Вопервых, ферримагнетик в лавовом потоке B51 представлен двумя фазами с $T_c \approx 100$ и 475 °C с небольшой добавкой магнетитовой фазы (Сое et al., 2014). Иными словами, состав ферримагнитных минералов в этом потоке идентичен тому, что наблюдается в рассмотренных образцах, несущих МТС, в нашей коллекции. Во-вторых, результаты пошаговой и непрерывной термочисток по образцам этого потока оказались различными, аналогично тому, что было обнаружено в данном исследовании для образцов, несущих МТС. Оба эти факта естественным образом наводят на мысль о сходстве физико-химических процессов, проходящих в образцах этих вулканитов.

Предположим теперь, что полный вектор NRM является суммой двух неколлинеарных компонент NRM₁ и NRM₂, где носителем вектора первичной компоненты NRM₁ является окисленный TM со свойством частичного самообращения. В соответствии с данными экспериментов [Сое et al., 2014], NRM₁ направлен вдоль направления NRM нижележащего лавового потока B52 в то время как компонента NRM₂ является метахронной, приобретенной во время излияния вышележащего потока B50 за счет вторичного прогрева и, соответственно, направлена вдоль вектора NRM лавы B50. Относительно минералогии нормальной фазы P.C. Кое с соавторами [Сое et al., 2014] предполагают, что это может быть титаномаггемит, развивающийся по титаномагнетиту или неопознанные субмикронные частицы титаномаггемита или другой магнитной фазы.

Без ограничения общности положим, что векторы NRM, NRM₁ и NRM₂ лежат в плоскости (*x*, *y*) и направим NRM₁ вдоль оси *x*. Тогда угол $\beta_c(T)$ между этой осью и полным вектором NRM = NRM₁ + + NRM₂ при непрерывной термочистке есть

$$\beta_s(T) = \operatorname{arctg} \frac{(\sin \alpha) \operatorname{NRM}_{2s}(T)}{\operatorname{NRM}_{1s}(T) + (\cos \alpha) \operatorname{NRM}_{2s}(T)}.$$
(9)

Аналогично, при ступенчатой термочистке

$$\beta_c(T) = \operatorname{arctg} \frac{(\sin \alpha) \operatorname{NRM}_{2c}(T)}{\operatorname{NRM}_{1c}(T) + (\cos \alpha) \operatorname{NRM}_{2c}(T)}.$$
(10)

Здесь функции NRM_{1c}(T) = $y_1(T)f_1(T)$, NRM_{2c}(T) = $b_0y_2(T)f_2(T)$ и NRM_{1s}(T) = $y_1(T_r)f_1(T)$, NRM_{2s}(T) = $b_0y_2(T_r)f_2(T)$ представляют собой интенсивности самообращенной и нормальной компонент в течение непрерывной и пошаговой термочистки соответственно.

При выбранных параметрах расчета начальное положение вектора NRM характеризуется углом $\beta \approx 80^{\circ}$, т. е. его направление очень близко к направлению вторичной компоненты NRM₂. Как можно видеть из рис. 9, δ , в ходе термочистки любым способом происходит поворот NRM к направлению первичной компоненты NRM₁, поскольку оба угла β_c и β_s уменьшаются с ростом температуры. Однако, если при ступенчатой термочистке вектор NRM медленно поворачивается в сторону первичной компоненты NRM, достигая в конце значения $\beta_s \approx 45^{\circ}$, останавливаясь в промежуточном положении, то при непрерывной термочистке угол β_c вначале быстро падает, а затем постепенно приближается к значению $\beta_c \approx 10^{\circ}$, что уже близко к направлению первичной компоненты NRM₁. Такое поведение вектора NRM совпадает в общих чертах с тем, что описано в работе [Сое et al., 2014] и соответствует ее выводу о том, что ступенчатая термочистка дает ложное положение полюса для пород лавы B51, в то время как непрерывная термочистка приводит к практически верному результату.

Физически такая разница в результатах терморазмагничивания ступенчатой и непрерывной термочисткой обусловлена как раз присутствием частично самообращающегося ферримагнетика в образце. Действительно, вариации направления NRM с температурой контролируются соответствующими изменениями в интенсивности слагающих векторов NRM₁ и NRM₂, как это следует из уравнения (9) и (10). При этом, если интенсивность вторичной компоненты, как обычно, монотонно падает с ростом температуры (см. рис. 9, *в*, *г*, сплошная линия), то интенсивность первичной компоненты NRM₁ (пунктир) ведет себя совершенно по-другому. При комнатной температуре в силу частичного самообращения ее величина достаточно мала, составляя лишь долю от интенсивности вторичной компоненты NRM₂, но в ходе нагрева при непрерывной термочистке величина NRM₁ резко возрастает и уже при 200 °C становится заметно выше NRM₂ ввиду снятия намагниченности обратной фазы *B* (см. рис. 8). Это обстоятельство в совокупности с дальнейшим ростом относительной величины NRM₁/ NRM₂ (см. рис. 9, *в*) и обусловливает конечный разворот вектора NRM к NRM₁.



Рис. 9. *а* — диаграмма, иллюстрирующая взаимное расположение векторов NRM, NRM₁ и NRM₂; δ — зависимость углов β_s (сплошная линия) и β_c (пунктир) от температуры (°C); *в* — интенсивность NRM₂ (сплошная линия) и NRM₁ (пунктир) в зависимости от температуры при непрерывной термочистке; *г* — то же, для пошаговой термочистки.

Намагниченность дана в усл. ед., параметры расчета: $T_{c2} = 800$ K; $T_{cB} = 800$ K; $T_{cA} = 400$ K; $T_{low} = 500$ K; $T_{12} = -2$ K, $\alpha = \pi/2$; b = 1; $b_0 = 0.5$; p = 1; q = 0.5.

Но в ходе ступенчатой термочистки благодаря явлению магнитной памяти величина NRM₁ остается малой до тех пор, пока не начнет терморазмагничиваться высокотемпературная нормальная фаза A (см. рис. 9, c). Как результат вектор NRM остается близким к положению NRM₂, и лишь при более высоких T > 400 °C, когда интенсивность NRM₂ заметно упала, направление NRM начинает постепенно разворачиваться к первичному направлению NRM₁. Однако, поскольку эта область температур находится уже в области деблокирующих температур фазы A, то одновременно происходит и спад интенсивности компоненты NRM₁. Поэтому конечное положение полюса зависит от деталей спада интенсивностей обеих компонент. Для случая, представленного на рис. 9, мы видим остановку вектора NRM в некотором промежуточном положении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Антиподальная компонента МТС, полученная в ходе традиционной ступенчатой термочистки пермотриасовых долеритов Сибирской платформы, есть артефакт, причиной которого является наложение нормальной и самообращенной компонент.

2. Предложена феноменологическая модель процессов ступенчатого и непрерывного терморазмагничивания, учитывающая наличие самообращающейся компоненты и объясняющая появление МТС. Расширение модели на векторный вариант неколлинеарных первичной (частично самообращенной) и вторичной компонент объясняет различия результатов ступенчатой и непрерывной термочисток базальтов лавового потока B51 Стинс Маунтин.

3. Физика различия в результатах ступенчатой и непрерывной термочисток обусловлена явлением магнитной памяти, возникающей при наличии в зерне двух взаимодействующих фаз с существенно разной температурой Кюри. При этом неважно, будет ли это взаимодействие положительным или отрицательным. В рассмотренных здесь случаях взаимодействие имеет отрицательной знак, что выражается в появлении полного или частичного самообращения соответствующей компоненты NRM. 4. Присутствие ферримагнетика со свойством магнитной памяти в образце может значительно исказить результаты традиционной ступенчатой термочистки. Такими свойствами могут обладать гемоильмениты и однофазно-окисленные титаномагнетиты определенного состава, поэтому в случае их присутствия в породе для уверенного определения палеонаправлений следует провести дополнительные исследования. В этом отношении критерием истинности направления может быть совпадение результатов непрерывной и ступенчатой термочисток. В случае их несоответствия за истинное направление следует принимать ChRM, полученный при непрерывной термочистке.

Исследования выполнены при поддержке грантов РФФИ 15-35-20599, 15-05-06843, 16-35-60114 и 15-55-10055, а также гранта 14.Z50.31.0017 Правительства РФ.

ЛИТЕРАТУРА

Веселовский Р.В., Галле И., Павлов В.Э. Палеомагнетизм траппов долин рек Подкаменная Тунгуска и Котуй: к вопросу о реальности послепалеозойских относительных перемещений Сибирской и Восточно-Европейской платформ // Физика Земли, 2003, № 10, с. 78—94.

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

Гапеев А.К., Цельмович В.А. Микроструктура и состав гетерофазно-окисленных природных и синтетических титаномагнетитов //Изв. АН СССР. Физика Земли, 1988, № 10, с. 42—49.

Михальцов Н.Э., Казанский А.Ю., Рябов В.В., Шевко А.Я., Куприш О.В., Брагин В.Ю. Палеомагнетизм траппов северо-западной части Сибирской платформы по результатам исследований керна // Геология и геофизика, 2012, т. 53 (11), с. 1595—1613.

Фетисова А.М., Веселовский Р.В., Латышев А.В., Радько В.А., Павлов В.Э. Магнитная стратиграфия пермотриасовых траппов долины реки Котуй (Сибирская платформа) в свете новых палеомагнитных данных // Стратиграфия. Геологическая корреляция, 2014, т. 22, № 4, с. 36—51.

Храмов А.Н., Гончаров Г.И., Комиссарова Р.А., Писаревский С.А., Погарская И.А., Ржевский Ю.С., Родионов В.П., Слауцитайс И.П. Палеомагнитология. Л., Недра, 1982, 312 с.

Шипунов С.В. Критерии значимости в палеомагнетизме // Физика Земли, 1999, № 6, с. 89—92.

Burgess S.D., Bowring S.A. High-precision geochronology confirms voluminous magmatism before, during, and after Earth's most severe extinction // Sci. Adv., 2015, v. 1, № 7, DOI: 10.1126/sciadv.1500470.

Coe R.S., Prévot M., Camps P. New evidence for extraordinarily rapid change of the geomagnetic field during a reversal // Nature, 1995, v. 374, p. 687—692.

Coe R.S., Jarboe N.A., Le Goff M., Petersen N. Demise of the rapid-field-change hypothesis at Steens Mountain: The crucial role of continuous thermal demagnetization // Earth Planet. Sci. Lett., 2014, v. 400, p. 302—312.

Eitel M., Gilder S., Kunzmann T., Pohl J. Rochechouart impact crater melt breccias record no geomagnetic field reversal // Earth Planet. Sci. Lett., 2014, v. 387, p. 97—106.

Fabian K., Shcherbakov V.P., McEnroe S.A. Measuring the Curie temperature // Geochem. Geophys. Geosyst., 2013, v. 14, p. 947—961.

Fabian K., Williams W., Shcherbakov V. Finite element micromagnetic modeling of thermally activated magnetization processes // Geophys. Res. Abstracts, v. 17, EGU2015-9845, 2015.

Krasa D., Shcherbakov V., Kunzmann T., Petersen N. Self-reversal of remanent magnetization in basalts due to partially oxidized titanomagnetites // Geophys. J. Int., 2005, v. 162, p. 115–136.

Mankinen E.A., Prevot M., Gromme C.S., Coe R.S. The Steens Mountain (Oregon) geomagnetic polarity transition 1. Directional history, duration of episodes, and rock magnetism // J. Geophys. Res., 1985, v. 90, p. 10.393–10.416.

McFadden P.L., McElhinny M. Classification of reversal test in paleomagnetism // Geophys. J. Int., 1990, v. 103, p. 725-729.

Nishitani T., Kono M. Curie temperature and lattice constant of oxidized titanomagnetite // Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1983, v. 74, p. 585—600.

Petersen N. Observation of strunkage cracks in ocean floor titanomagnetites // Phys. Earth Planet. Inter., 1987, v. 46, № 1-3, p. 197—205.

Prevot M., Mankinen E.A., Gromme C.S., Coe R.S. How the geomagnetic field vector reverses polarity // Nature, 1985, v. 316, p. 230–234.

Prevot M., Hoffman K.A., Goguitchaichvili A., Doukhan J-C., Shcherbakov V., Bina V. The mechanism of self-reversal of thermoremanence in natural hemoilmenite crystals: new experimental data and model // Phys. Earth Planet. Inter., 2001, v. 126, p. 75–92.

Shcherbakov V.P., Fabian K., Sycheva N.K., McEnroe S.A. Size and shape dependence of the magnetic ordering temperature in nanoscale magnetic particles // Geophys. J. Int., 2012, v. 191, p. 954—964.

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.

Wang R.V., Mills D.L. Onset of long-range order in superlattices: Mean-field theory // Phys. Rev. B., 1992, v. 46, № 18, p. 11681—11687.

Zijderveld J.D.A. A.C. demagnetization of rocks: analysis of results // Methods in paleomagnetism / Eds. D.W. Collinson, K.M. Creer. Amsterdam, Elsevier, 1967, p. 254–286.

Рекомендована к печати 3 февраля 2017 г. Д.В. Метелкиным

Поступила в редакцию 31 октября 2016 г., после доработки — 19 января 2017 г.