

УДК 550384

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТИ В РАННЕМ ПРОТЕРОЗОЕ ПО ГРАНИТОИДАМ ШУМИХИНСКОГО КОМПЛЕКСА СИБИРСКОГО КРАТОНА

© 2006 г. В. В. Щербакова¹, В. П. Щербаков¹, А. Н. Диденко², Ю. К. Виноградов¹

¹ Геофизическая обсерватория "Борок" Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

² Геологический институт РАН, г. Москва

Поступила в редакцию 19.09.2005 г.

Данных о поведении палеонапряженности $H_{др}$ в геологическом прошлом для пород возрастом старше 400 млн. лет катастрофически мало, что существенно задерживает развитие наших представлений об эволюции геомагнитного поля и геологической истории Земли как планеты. В настоящей работе представлены результаты определения $H_{др}$ для раннего протерозоя, полученные методом Телье, с выполнением современных требований к их достоверности, на породах гранитных интрузий возрастом 1850 млн. лет, отбравшихся на территории юга Сибирской платформы. Породы представлены практически неизмененными гранитами и гранодиоритами. Для определения палеонапряженности было взято 15 образцов, пригодными для расчета $H_{др}$, оказались результаты по 11 образцам, что является высоким показателем для подобного рода экспериментов. Общей чертой в поведении NRM исследованных образцов является весьма узкий интервал блокирующих температур: разрушение (60-90)% NRM зачастую происходит между 500°C и 550°C. Ввиду большой толщины магматического тела, из которого были отобраны образцы, при оценке палеонапряженности была введена поправка на малую скорость остывания толщи. С учетом этой поправки, вероятное значение VDM по данной коллекции составляет 5×10^{22} Ам². Анализ всех литературных данных, полученных методом Телье для докембрия и удовлетворяющих известным минимальным требованиям их надежности, показал, что средняя величина VDM составляет около 2×10^{22} Ам², что в 4 раза ниже соответствующей величины VDM для последнего миллиона лет. Возможное объяснение этому явлению может быть дано в рамках гипотезы о том, что твердое внутреннее ядро Земли было сформировано только в протерозое, а в его отсутствие эффективность генерации геомагнитного поля была относительно невелика, что и отразилось в низкой величине напряженности геомагнитного поля на ранних стадиях эволюции нашей планеты.

PACS91.45.Xz

ВВЕДЕНИЕ

Вторая половина раннего протерозоя - весьма примечательный этап в истории Земли. В интервале 1.9-1.8 млрд. лет тому назад отмечается существенный прирост ювенильной коры, распространение черных сланцев и джеспелитов, что, по мнению многих исследователей, свидетельствует о существовании второго по счету суперконтинента в истории Земли [Хаин, 2001; Condie, 2000]. Все эти процессы, проходившие, по сути дела, на поверхности Земли, теснейшим образом были связаны с процессами, проходившими в ее глубоких недрах, - на границе ядро - мантия в слое D", жидком ядре (например, [Диденко, 1998]), где и происходит генерация геомагнитного поля.

Поведение палеонапряженности $H_{др}$ в геологическом прошлом является в настоящее время предметом интенсивных исследований, тем не менее, для пород возраста старше 400 млн. лет таких данных катастрофически мало [Щербаков, Сычева, 2005]. Такая ситуация существенно задержи-

вает развитие наших представлений об эволюции геомагнитного поля и геологической истории Земли как планеты. В настоящей работе представлены новые определения $H_{др}$ для раннего протерозоя, полученные на породах гранитных интрузий возрастом 1850 млн. лет, которые отбирались на территории юга Сибирской платформы. Палеонапряженность определялась методом Телье как наиболее надежным в смысле достоверности получаемых результатов, с выполнением всех современных требований к их достоверности.

КРАТКАЯ ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ И ПАЛЕОМАГНИТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОБЪЕКТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для Сибирского кратона индикаторами процесса кратонизации и перехода к платформенному режиму являются постколлизийные интрузивные гранитоиды, обнаженные в пределах Присаянско-

го и Алдано-Станового выступов фундамента Сибирской платформы и вулканоплутонические ассоциации Северо-Байкальского пояса, объединяемые в Южно-Сибирский пояс постколлизийных раннепротерозойских гранитоидов [Диденко и др., 2003].

В настоящей работе представлены результаты изучения постколлизийных гранитоидов шумихинского комплекса, отобранных из массива в районе среднего течения реки Тойсук у деревни Хадарей (1.5 км выше падения р. Тойсук в р. Бол. Хадарей) – 52.24° с.ш., 103.18° в.д.).

Породы представлены практически неизменными гранитами, реже гранодиоритами, с характерной гипидиоморфнозернистой структурой и типичными минералами – кварцем, калиевым полевым шпатом и, меньше, – плагиоклазом, слюдой (биотитом), роговой обманкой, рудными минералами.

Для определения возраста изученных гранитоидов Е.В. Бибиковой и Т.И. Кириной [Диденко и др., 2005] были проведены исследования U-Pb методом по цирконам двух проб порфировидных биотит-амфиболовых гранитов главной фазы, отобранных в среднем течении р. Тойсук у деревни Хадарей и поселка Тальяны. Фигуративные точки анализов трех фракций циркона из первой пробы образуют на диаграмме дискордию, верхнее пересечение которой с конкордией отвечает возрасту 1844 ± 15 млн. лет, нижнее пересечение близко нулю (15 ± 150 млн. лет). Возраст по отношению $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$ в этих цирконах практически такой же, что свидетельствует об отсутствии унаследованной компоненты и потерях радиогенного свинца только в гипергенных условиях.

Из второй пробы для анализа были выбраны только прозрачные хорошо оформленные короткопризматические цирконы, различных размерных фракций. По точкам составов всех фракций циркона рассчитана дискордия, верхнее пересечение которой с конкордией соответствует 1855 ± 5 млн. лет. Значение возраста по нижнему пересечению 171 ± 54 млн. лет, что также дает основание предполагать отсутствие наложенных высокотемпературных преобразований в исследуемых гранитоидах и о потерях радиогенного свинца только в гипергенных условиях. Следовательно, значение 1855 ± 5 млн. лет также можно рассматривать как возраст кристаллизации гранитов. Оба определения в пределах ошибки метода совпадают.

Для второй пробы А.В. Ивановым, А.В. Травинным и Д.О. Шевченко были получены $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ датировки по амфиболу и биотиту [Диденко и др., 2003]. Шесть наиболее высокотемпературных ступеней для амфибола, составляющих примерно 60% выделившегося радиогенного аргона, соответствуют интегральному возрасту “плато”

1853.9 ± 3.8 млн. лет, который в пределах ошибки совпадает с U-Pb возрастом цирконов этого массива. Примерно 90% радиогенного аргона в биотите формирует “плато” с интегральным возрастом 1741.1 ± 11.7 млн. лет.

Для образцов гранитоидов проведена детальная температурная магнитная чистка до температуры 630°C . Естественная остаточная намагниченность (NRM) 33 образцов в ходе ступенчатой температурной чистки имела нестабильное поведение, и это свойственно исключительно магнитомягким образцам с $Q_p < 0.5$. Поведение вектора NRM остальных 69 образцов отличается достаточной сложностью – в них обычно выделяется не менее (2–3) палеомагнитных компонент. Для определения палеонапряженности $H_{др}$ из оставшихся палеомагнитностабильных образцов были отобраны те из них, которые отличались практически идеальными диаграммами Зийдервельда. В качестве примера приведем результаты температурной магнитной чистки 2-х образцов гранитоидов (рис. 1).

Здесь выделяются две (рис. 1а, 1б, 1в) или одна (рис. 1г, 1д, 1е) четкие компоненты NRM. В первом случае низкотемпературная компонента образца Д-2, выделенная по 4 точкам от 20 до 350°C (склонение $\text{Dec} = 47.1^\circ$, наклонение $\text{Inc} = 32.4^\circ$, $\alpha_{95} = 2.9^\circ$), представляет, на наш взгляд, наложение современной компоненты геомагнитного поля и вторичной лабораторной компоненты. Эта компонента представлена в половине образцов. Высокотемпературная компонента выделяется в диапазоне температур от $(500\text{--}540)$ до 620°C по (7–9) точкам с $\text{Dec} = 144.7^\circ$, $\text{Inc} = 43.7^\circ$, $\alpha_{95} = 1.3^\circ$. При размагничивании образца Д-20 (рис. 1г, 1д, 1е) выделяется 1 высокотемпературная компонента в интервале $(520\text{--}600)^\circ\text{C}$ $\text{Dec} = 157.1^\circ$, $\text{Inc} = 41.8^\circ$, $\alpha_{95} = 0.6^\circ$.

Высокотемпературная компонента имеет как положительное наклонение со средним $\text{Dec} = 169.9^\circ$, так и отрицательное со средним $\text{Dec} = 359.2^\circ$. Причем, образцы более поздних жильных внедрений мелкозернистых гранитоидов (17 образцов) имеют исключительно отрицательное наклонение, тогда как образцы вмещающих гранитов имеют как положительное, так и отрицательное наклонение. Тест обращения положителен. Угловое расстояние по дуге большого круга между средними направлениями образцов прямой и обратной полярностей составляет $164.5(15.5) \pm 8.4^\circ$, при критическом значении $>21^\circ$ ($p = 0.05$) для настоящей выборки [McFadden, McElhinny, 1990]. Среднее направление, после применения теста обращения, равно $\text{Dec} = 353.0^\circ$, $\text{Inc} = -26.0^\circ$, $K = 9.4$ и $\alpha_{95} = 5.9^\circ$. Рассчитанный палеомагнитный полюс имеет координаты $P_{lat} = 23.9^\circ$, $P_{long} = 290.0^\circ$ ($d_p = 3.4^\circ$, $d_m = 6.4^\circ$).

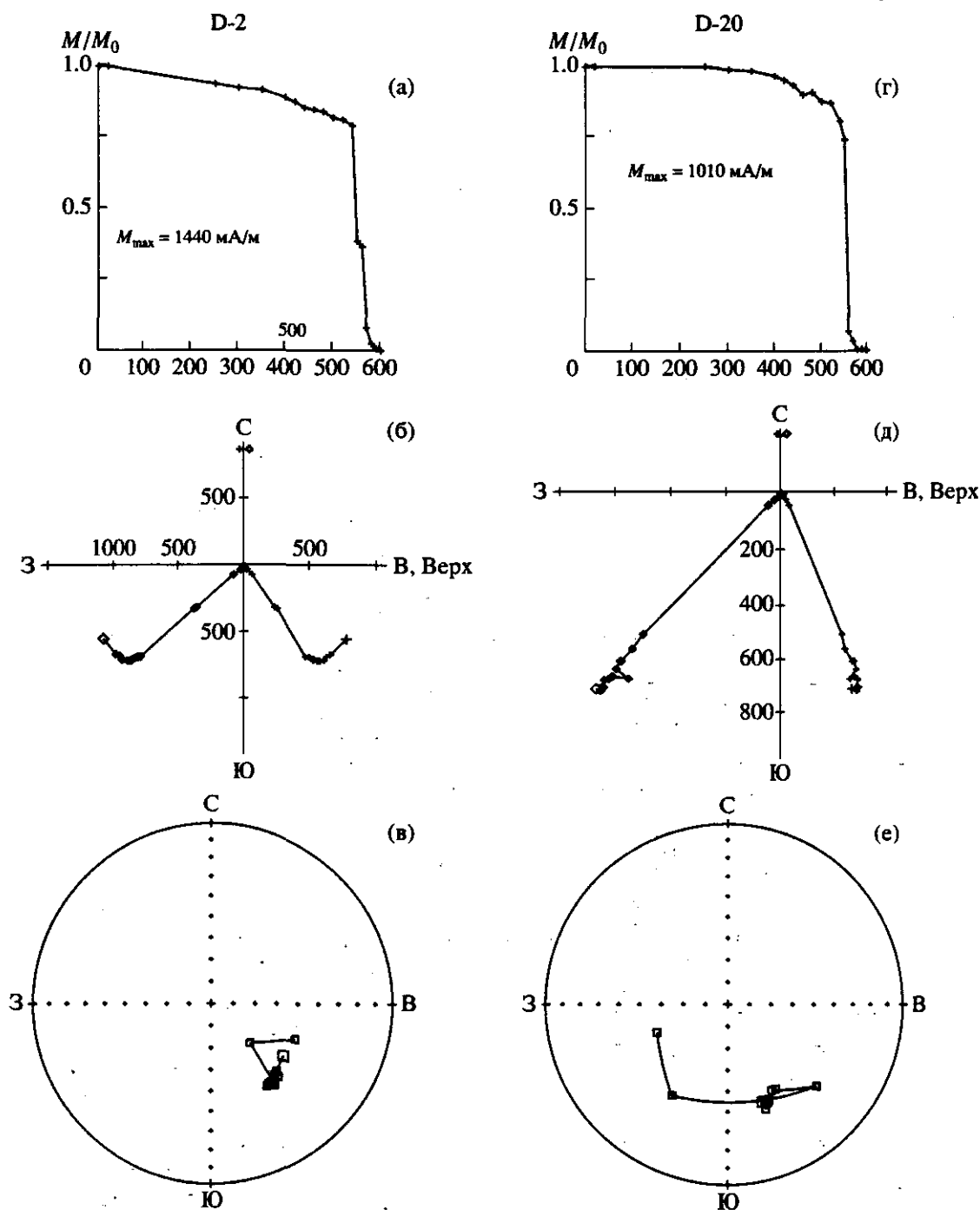


Рис. 1. Примеры термической магнитной чистки образцов гранитоидов D-2 (а), (б), (в) и D-20 (г), (д), (е): (а), (г) – поведение величины естественной остаточной намагниченности (NRM) в ходе ступенчатой термической магнитной чистки; (б), (д) – поведение направления NRM в ходе ступенчатой термической магнитной чистки на диаграммах Зийдervельда [Zijderveld, 1967], кресты – проекция на горизонтальную плоскость, ромбы – на вертикальную; (в), (е) – поведение направления NRM в ходе ступенчатой термической магнитной чистки на стереограммах, проекция на нижнюю полусферу.

На наш взгляд, вышеперечисленные данные указывают на первичную природу высокотемпературной компоненты намагниченности. Более того, полученные нами недавно палеомагнитные данные по чайской свите акитканской серии Се-

веро-Байкальского хребта [Диденко, Водовозов, 2004] также свидетельствуют в пользу первичности выделенной высокотемпературной компоненты гранитов, так как палеомагнитный полюс пород чайской свиты – координаты $P_{lat} = 23.7^\circ$,

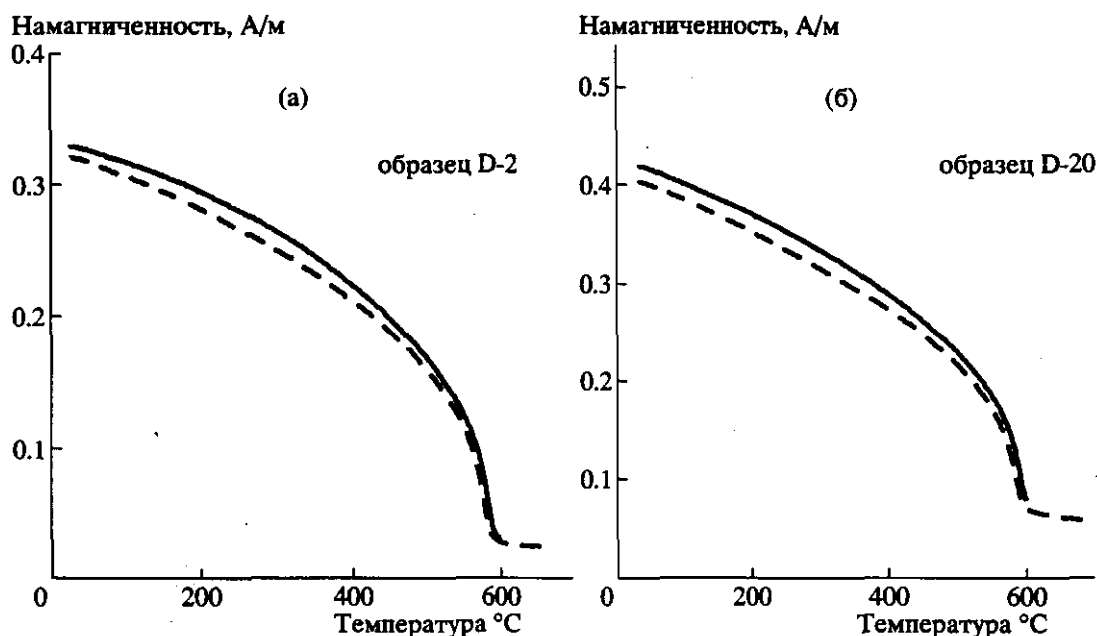


Рис. 2. Температурные кривые $J_s(T_i)$ первого (сплошные линии) и второго нагревов (пунктир). Намагниченность насыщения J_s выражена в произвольных единицах.

$P_{\text{long}} = 265.8^\circ$ ($d_p = 1.6^\circ$, $d_m = 3.1^\circ$) – практически совпадает с полюсом гранитов. Возраст пород чайской свиты оценивается примерно как 1823 ± 7 млн. лет [Неймарк и др., 1991], первичность выделенной высокотемпературной компоненты подтверждается положительным тестом внутриформационных конгломератов [Диденко, Водовозов, 2004].

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Аппаратура, применявшаяся для измерения петромагнитных свойств, общая характеристика метода Телье определения палеонапряженности и требования, предъявляемые к данным, полученным этим методом, подробно описаны, например, в работе [Щербакова и др., 2006], поэтому здесь мы не будем на этом останавливаться, а перейдем сразу к результатам. Отметим лишь, что все исследования выполнялись на полностью автоматизированной и компьютеризированной магнитометрической аппаратуре.

Исследования на электронном микроскопе и микроанализаторе "Camebax", проведенные на базе Геофизической обсерватории "Борок" ИФЗ РАН при участии В.А. Цельмовича, показали, что магнитная фракция изучаемых гранитоидов состоит из минералов двух генераций. Первая генерация представлена зернами титаномagnetита с содержанием Ti до 1.5–2%, сумма элементов примесей не более 1%. Вероятно, в образце Т-5/6 с температурой Кюри $T_c = 535^\circ\text{C}$ сохранился первичный титаномagnetит с долей ульвошпинель-

ного компонента менее 10%. Размер титаномagnetитов этой генерации от 10 до 50 мкм, нередко они встречаются в сростках с ильменитом, размер которого также составляет первые десятки мкм. Состав сростков титаномagnetит-ильменит и последующий расчет по геотермометру Линдсли [Lepage, 2003] показали, что температура их совместной кристаллизации была примерно $620\text{--}630^\circ\text{C}$. Вероятно, образование низкотитанистых magnetитов происходило на солидусе гранитов, но выше температуры Кюри magnetита, и эти зерна обладали полной термоостаточной намагниченностью. Состав ферримagnetитных зерен второй генерации замерить не удалось, так как они субмикронного размера, а площадь возбуждения электронным пучком зонда более 3 мкм. Эти зерна частично заполняют трещины в практически чистом кварце ($\text{SiO}_2 > 96\text{--}97\%$). Ориентация трещин предполагает их образование в результате высокотемпературного распада зерна силиката, температура которого, вероятно, более 600°C .

Точки Кюри T_c изученных образцов лежат в интервале $(560\text{--}575)^\circ\text{C}$ (рис. 2а, 2б), то есть носителем NRM является практически чистый magnetит. Заметим, что температурные кривые спонтанной намагниченности $J_s(T)$, получаемые при первичном и вторичном нагревах до T_c , весьма близки друг к другу, что говорит о высокой термостабильности зерен magnetита в образцах (рис. 2). Оба эти факта свидетельствуют о том, что, по всей вероятности, в процессе формирования гранитоидов прошло высокотемпературное окисление, и порода приобрела термоостаточную намагниченность

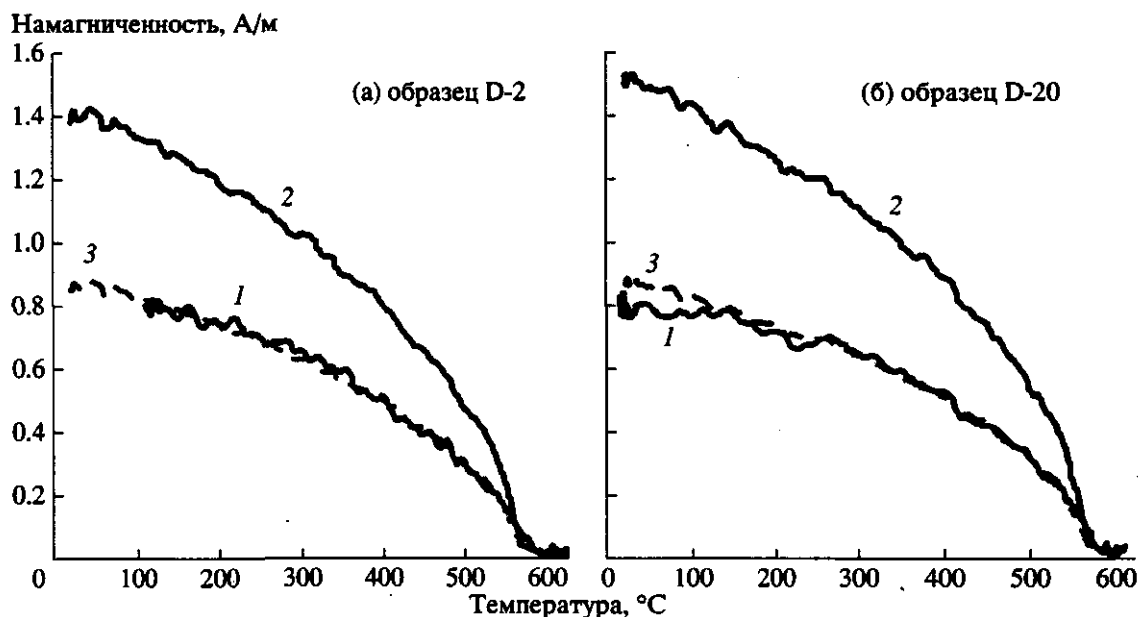


Рис. 3. Кривые изменения с температурой природной намагниченности NRM (кривые 1), термоостаточной намагниченности TRM, созданной в лабораторном поле 40 А/м (кривые 2) и TRM, домноженной на коэффициент (а) 0.65 и (б) 0.58 (кривые 3) (к методу Вилсона).

(TRM). В пользу термоостаточной природы NRM образцов исследуемой коллекции говорит и подобие температурных кривых NRM(T) и TRM(T), полученных на дублях некоторых образцов при выполнении экспериментов по определению палеонапряженности по методике Вилсона–Буракова (рис. 3а и рис. 3б).

Для оценки доменной структуры на ряде образцов при комнатной температуре T_0 замерялись магнитные параметры: J_s , остаточная намагниченность насыщения J_{rs} , коэрцитивная сила H_c и остаточная коэрцитивная сила H_{cr} , и рассчитывались характеристические отношения J_r/J_s , H_{cr}/H_c . Измеренные отношения J_r/J_s лежат в интервале (0.02–0.16), а отношения $H_{cr}/H_c = (4–13)$. Судя по этим данным, ферромагнетик в породе представлен, главным образом, смесью псевдооднодоменных (ПОД) и многодоменных (МД) частиц. Вместе с тем фактор Кенигсбергера Q_p образцов варьирует от 3 до 14, что типично для TRM, созданной на относительно мелких ПОД зернах [Щербаков, Щербакова, 1980]. Это расхождение объясняется тем, что интенсивность NRM тем выше, чем меньше размер частиц. В этой связи отметим, что исследования на электронном микроскопе и микроанализаторе “Camebax” указывают на наличие значительной мелкой субмикронной фракции зерен магнетита в образцах гранитоидов [Диденко и др., 2005], которая, по-видимому, и является основным носителем остаточной намагниченности на исследуемых породах. Этот вывод подтверждается и проведенными нами на ряде образцов экспериментами по измерению “хвостов” pTRM,

созданных в интервале (T_0 , 550°C), согласно которым величина “хвостов” варьирует от 0.03 до 0.1. Здесь T_0 – комнатная температура, температурный интервал выбран из тех соображений, что блокирующие температуры образцов расположены выше 500°C (рис. 3а и 3б).

В процессе выполнения методики Телье после каждого второго прогрева проводились повторные нагревы до более низких температур для получения так называемых check-points, положение которых на диаграммах Араи–Нагата позволяет судить о возможных химических изменениях, происходящих в процессе эксперимента. Как видно из диаграмм, приведенных на рис. 4а и рис. 4б, контрольные точки располагаются очень близко к первичным точкам, что подтверждает сделанный выше вывод об отсутствии заметных химических изменений и температурной стабильности исследованных образцов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В целом для определения палеонапряженности было взято 15 образцов, пригодными для расчета $H_{др}$ оказались результаты по 11 образцам, что является высоким показателем для подобного рода экспериментов. Как уже отмечалось, общей чертой в поведении NRM этих образцов является весьма узкий интервал блокирующих температур T_b : разрушение (60–90)% NRM зачастую происходит между 500°C и 550°C (рис. 4).

Узость интервала T_b затрудняет проведение экспериментов Телье, поскольку в этом случае,

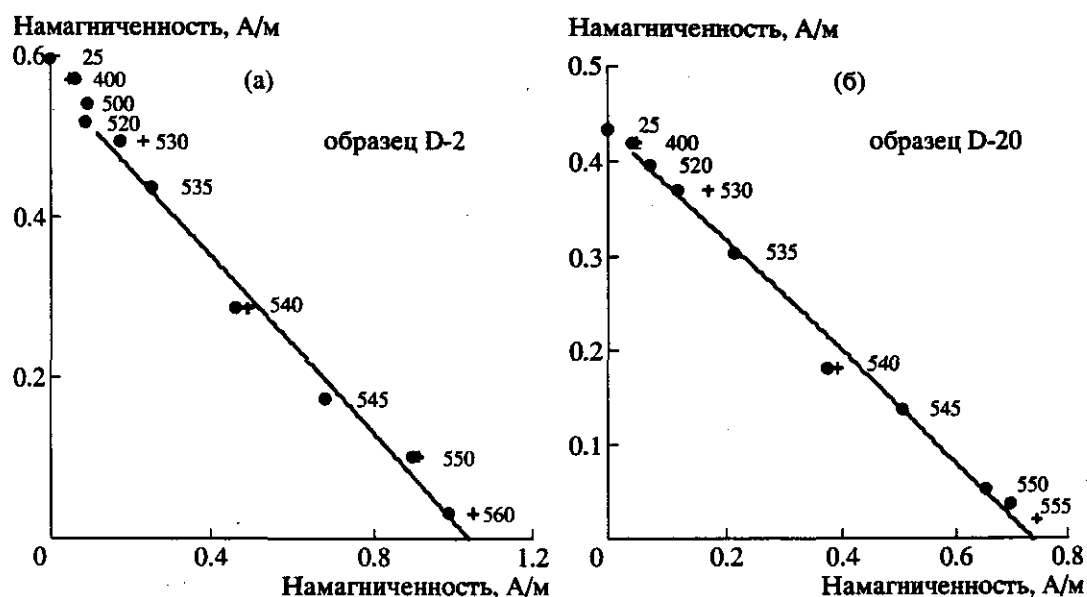


Рис. 4. Диаграмма Арай-Нагата для образцов (а) D-2 и (б) D-20. По оси Y – изменение NRM при нагревах по методу Телье, по оси X – приобретаемые pTRM($H_{\text{лаб}}$). $H_{\text{лаб}} = 40$ А/м. Цифры у кружков обозначают температуру прогрева. Положения проверочных точек (“check-points”) показаны крестиками. Сплошная линия отмечает температурный интервал, по которому проводилась оценка $H_{\text{др}}$.

для получения достаточного количества точек на диаграммах Арай-Нагата, требуется выполнение последовательных нагревов, верхняя температура которых отличается лишь на несколько градусов. Подобные эксперименты оказалось возможным выполнить благодаря тому, что в лаборатории древнего геомагнитного поля Обсерватории “Борок” был недавно введен в строй термоманометр, позволяющий измерять полный вектор намагниченности и контролировать температуру прогревов с точностью до одного градуса. Это позволило полностью автоматизировать выполнение методики Телье и достичь требуемой точности в

температурах прогревов. Именно этот прибор и использовался для работы с данной коллекцией.

Данные по образцам, вошедшим в статистику, представлены в таблице. Здесь N – число точек и (T_1, T_2) – интервал температур, использованных для расчета $H_{\text{др}}$. Параметры g, q, k, f и σ , рассчитанные согласно [Сое, 1978], характеризуют качество полученных результатов. Фактор g показывает, насколько равномерно распределены точки по выбранному интервалу температур: для идеального случая равноотстоящих друг от друга точек $g = (N - 2)/(N - 1)$, и его величина убывает с ростом неравномерности (скупенности) распре-

Таблица

Номер образца	N	(T_1, T_2) (°C)	g	q	f	k	σ	$H_{\text{др}}$ (мкТ)
2	7	530.560	0.78	12.3	0.79	0.55	0.027	27.3
4	16	400.620	0.88	48.2	0.99	0.74	0.013	37.2
6	9	530.560	0.85	22.9	0.74	0.76	0.021	38.0
8	15	530.620	0.81	88.6	0.87	0.75	0.006	37.7
10	15	400.620	0.71	5.94	0.99	0.63	0.075	31.6
12	6	545.580	0.67	6.14	0.30	0.53	0.018	26.7
13	6	535.555	0.78	10.3	0.58	0.41	0.018	20.4
15	10	530.580	0.85	24.2	0.57	0.31	0.006	15.7
17	5	520.545	0.70	4.56	0.37	0.40	0.022	20.0
19	16	400.610	0.88	28.5	0.95	0.72	0.021	36.2
20	7	534.555	0.83	23.0	0.76	0.58	0.018	27.2

ления точек на диаграмме Арай-Нагата. Фактор f есть отношение доли NRM, использованной для определения $H_{др}$, к полной NRM, то есть чем ближе значение фактора f к единице, тем больше вклад выбранного прямолинейного участка в полную намагниченность. Коэффициент k есть тангенс угла наклона прямой на диаграмме Арай-Нагата в интервале (T_1, T_2) и, следовательно, равен отношению древнего поля к лабораторному; параметр σ дает стандартную ошибку его определения. Фактор качества $q = kfg/\sigma$ отражает интегральную оценку качества данного определения: заслуживающими доверия признаются те определения $H_{др}$, для которых $q \geq 5$. Поскольку этому критерию удовлетворяют почти все образцы из таблицы, данные, полученные по ним, обладают высокой степенью надежности. Добавим, что для тех образцов, на которых проводились дополнительные определения палеонапряженности по экспресс-методу Вилсона-Буракова, результаты, полученные методом Телье и экспресс-методом, оказались практически идентичными.

Рассчитанная по таблице средняя величина $H_{др} = (29.5 \pm 2.4)$ мкТ, отсюда, при среднем для объекта палеомагнитном наклонении $\text{Inc} = 26^\circ$ [Диденко и др., 2005], получим для виртуального дипольного момента (VDM) $= (7.05 \pm 0.51) \times 10^{22}$ Ам², что весьма близко к современному значению $\text{VDM} = 8.12 \times 10^{22}$ Ам². Однако, принимая во внимание большую толщину магматического тела, из которого были отобраны образцы, необходимо учесть, что скорость его остывания в природных условиях, по оценкам [Диденко и др., 2005] равная $dT_{\text{nat}}/dt \approx 10^{-12}$ °C/сек, на много порядков величины меньше характерной скорости остывания образцов $dT_{\text{lab}}/dt \approx 1$ °C/сек при проведении лабораторных экспериментов. Как известно [см., например, Dodson and McClelland-Brown, 1980], такая большая разница в скоростях остывания может привести к значительному завышению определяемой величины $H_{др}$ при работе по методике Телье. Действительно, величина $\text{TRM} \propto j_s^{-1}(T_b)$ [Néel, 1955], отсюда

$$\frac{\text{NRM}}{\text{TRM}} = \frac{j_s(T_{b,\text{lab}})}{j_s(T_{b,\text{nat}})}, \quad (1)$$

где $j_s = J_s(T)/J_s(T_r)$ – приведенная спонтанная намагниченность, $T_{b,\text{lab}}$ – блокирующая температура при проведении экспериментов Телье в лаборатории, $T_{b,\text{nat}}$ – блокирующая температура при остывании породы в естественных условиях. Так как блокирующая температура падает с уменьшением dT/dt [Néel, 1955] (то есть $T_{b,\text{lab}}$ всегда $> T_{b,\text{nat}}$), то из (1) следует, что при работе по методике Телье происходит видимое увеличение отношения NRM/TRM , и, как следствие, определяемой величины $H_{др}$. Отметим, что проблема пересчета блокирующих тем-

ператур обсуждалась недавно в работах [Печерский и др., 2004а; 2004б], в которых рассматривалось поведение палеополя по палеомагнитным данным, полученным на медленно остывавшем Мончегорском плутоне.

Относительная малость величины “хвостов” $r\text{TRM}$ в изучаемых образцах говорит о том, что TRM в них приобретается по термофлуктуационному механизму, что позволяет применить теоретический анализ процесса блокировки в этом случае по [Dodson and McClelland-Brown, 1980]. Согласно этой работе, блокирующая температура T_b определяется как корень трансцендентного уравнения:

$$\frac{\varepsilon(T)}{kT} = \ln[1.78 f_0 \theta(T)]. \quad (2)$$

Здесь k – постоянная Больцмана, $f_0 \sim 10^9$ сек⁻¹ – характерная частота попыток преодоления потенциального барьера $\varepsilon = H_k l/2$, препятствующего перемагничиванию,

$$\theta = 1/\frac{d}{dt}\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right) \quad (3)$$

– характерное время охлаждения, H_k – критическое поле гистерезисного цикла данной частицы. Воспользовавшись общепринятыми аппроксимациями

$$\varepsilon(T) = \varepsilon(T_0) j_s'(T), \quad (4)$$

$$j_s(T) = [(T_c - T)/T_c]^\alpha, \quad (5)$$

и вводя нормированную температуру $\tau = T/T_c$, найдем из (3):

$$\frac{1}{\theta} = \frac{\varepsilon}{kT} \frac{d\tau}{d\tau} \left(\frac{r}{j_s} \frac{dj_s}{d\tau} - \frac{1}{\tau} \right) = \frac{\varepsilon}{kT} \frac{d\tau}{d\tau} \left(\frac{r\alpha}{1-\tau} - \frac{1}{\tau} \right). \quad (6)$$

Здесь r и α – эмпирические параметры. Теперь формула (2) сводится к

$$\frac{\varepsilon}{kT} = \ln\left(\frac{1.78 f_0}{\tau}\right) - \ln\left(\frac{\varepsilon}{kT} \left(\frac{r\alpha}{1-\tau} - \frac{1}{\tau} \right)\right). \quad (7)$$

Имея в виду, что даже в лабораторных экспериментах отношение $f_0 \frac{d\tau}{d\tau} = f_0 T \frac{dT}{dt} \sim 10^{12}$ (для естественных условий эта величина намного больше), в первом приближении допустимо пренебречь множителем 1.78 и вторым членом в правой стороне равенства (7). Как было показано выше, для изучаемой коллекции T_b близко к T_c , так что в этом же приближении можно в левой части уравнения (7) заменить T_b на T_c , тогда блокирующая температура определится простым соотношением:

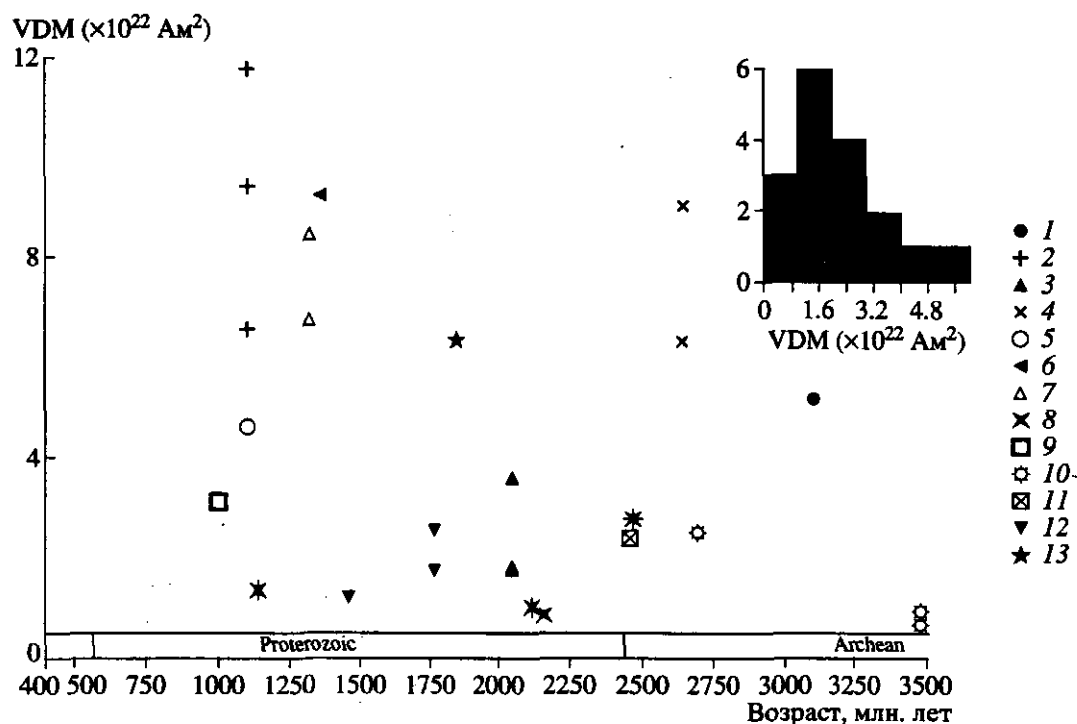


Рис. 5. Данные по палеонапряженности для докембрия, полученные методом Телье. На вставке представлена диаграмма распределения VDM.

Обозначения: 1 – [Bergh, 1970]; 2 – [Pesonen, Halls, 1983]; 3 – [Sumita, Hatakeyama, Yoshihara, Hamano, 2001]; 4 – [Yoshihara, Hamano, 2000]; 5 – [Yu, Dunlop, 2001]; 6 – [Thomas, Piper, 1995]; 7 – [Thomas, 1993]; 8 – [Macóuin, Valet, Besse et al., 2003]; 9 – [Yu, Dunlop, 2002]; 10 – [Yoshihara, Hamano, 2004]; 11 – [McArdle, Halls, Shaw, 2004]; 12 – [Щербакова и др., 2004]; 13 – данная работа.

$$j_s^r(T_b) = \frac{kT_c}{\epsilon_0} \ln\left(\frac{f_0}{\tau}\right). \quad (8)$$

Учитывая, что для магнетитовых образцов параметр τ изменяется обычно в пределах (2–4) [Щербаков и др., 1991], и комбинируя (1) и (8), получим:

$$\frac{\text{NRM}}{\text{TRM}} = \left(\frac{\ln \frac{f_0 T_c}{dT_{\text{lab}}/dt}}{\ln \frac{f_0 T_c}{dT_{\text{nat}}/dt}} \right)^{(0.25-0.5)} \quad (9)$$

Отсюда, принимая во внимание приведенные выше оценки для dT_{nat}/dt и dT_{lab}/dt , получим $\text{NRM/TRM} \approx (1.2-1.4)$, то есть ошибка определения VDM $\delta = (20-40)\%$. Принимая для определенности за ошибку определения среднюю величину $\delta = 30\%$, вероятное значение VDM, полученное нами, есть $5 \times 10^{22} \text{ Am}^2$, которое и будет использовано при дальнейшем анализе.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 5 представлены все данные, числом 26, имеющиеся на настоящий момент в мировой базе данных по палеонапряженности [http://www-](http://www-brk.adm.yar.ru/palmag/index.html)

[brk.adm.yar.ru/palmag/index.html](http://www-brk.adm.yar.ru/palmag/index.html) для докембрия, удовлетворяющие известным минимальным требованиям: а) принимаются во внимание только определения, полученные по методу Телье; б) число образцов, использованных при расчете VDM, должно быть не менее трех, в) относительная ошибка определения не должна превышать 15% (критерий внутренней сходимости). К этому добавим, что лишь 4 определения [Bergh, 1970; Pesonen and Halls, 1983] из представленных на рис. 5 не включали повторных нагревов для получения check-points. Определение, полученное в настоящей работе, отмечено на этом рисунке звездочкой.

На вставке к рис. 5 представлена диаграмма распределения VDM для докембрия, из которой видно, что максимум распределения достигается при $\text{VDM} = 2 \times 10^{22} \text{ Am}^2$, что в 4 раза ниже соответствующей величины VDM для последнего миллиона лет [Щербаков и Сычева, 2005]. При этом более десяти определений дают особенно низкое значение VDM, меньшее $1 \times 10^{22} \text{ Am}^2$, то есть на порядок ниже современной величины геомагнитного диполя. Напомним, что для фанерозоя определения палеонапряженности, приводящие к полю столь низкой величины, встречаются нечасто – в тех же случаях, когда это происходит, поле рассматривается как инверсионное. Такое

рассуждение, однако, может быть несправедливым для докембрия в силу того, что в общей совокупности данных на рис. 5 столь малые величины VDM фигурируют достаточно часто. Возможное объяснение этому явлению может быть дано в рамках гипотезы, предлагаемой в работах [Steven-son et al., 1983; Buffett et al., 1992], согласно кото-рым на ранней стадии эволюции Земли, когда ее твердое внутреннее ядро еще не было сформиро-вано, эффективность генерации геомагнитного поля была относительно невелика. Соответственно, невелика была и палеонапряженность, что мо-жет объяснить доминирование малых VDM в архее-протерозое. (Нельзя, конечно, отрицать и более прозаического объяснения, что малые значения VDM, определенные теми или иными авторами, являются артефактом и возникли просто в силу плохой сохранности древней намагниченности или каких-либо других причин, а на самом деле поле в докембрии не отличалось заметно от фа-нерозойского). Возникновение и рост внутренне-го ядра резко усиливает эффективность генера-ции, что должно было бы отразиться в увеличе-нии VDM при движении по оси времени справа налево на рис. 5. Такая тенденция, действительно, просматривается (наличие заметного "хвоста" рас-пределения VDM в сторону высоких значений лег-ко прослеживается и на гистограмме на рис. 5), и с некоторой натяжкой можно было бы говорить о временном рубеже перехода к более высоким ве-личинам VDM в районе 1400 млн. лет. В этой свя-зи напомним, что в работах [Labrosse et al., 1997; Labrosse et al., 2001] предложена модель остыва-ния Земли, по которой ее внутреннее ядро начало формироваться не ранее, чем 1.7 млрд. лет назад. Однако, было бы преждевременно трактовать палеомагнитные данные по докембрию как под-тверждающие эту гипотезу, - согласно [Yoshihara and Hamano, 2000], высокие определения VDM от-мечаются уже в позднем архее.

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS № 03-51-5807 и РФФИ № 03-05-64423, №06-05-64352.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Диденко А.Н. Стомиллионлетние вариации в палеозое и о связи процессов в ядре и литосфере // *Физика Зем-ли*. 1998. № 5. С. 3-10.
- Диденко А.Н., Водовозов В.Ю. Траектория кажущейся миграции полюса Сибири для второй половины раннего протерозоя. Палеомагнетизм и магнетизм горных по-род: теория, практика и эксперимент. Материалы меж-дународного семинара. Казань: Изд-во Казанского ун-та. 2004. С. 128-134.
- Диденко А.И., Водовозов В.Ю., Козаков И.К., Биби-кова Е.В. Палеомагнитное и геохронологическое изуче-ние постколлизийных раннепротерозойских гранито-идов юга Сибирской платформы: методические и гео-динамические аспекты // *Физика Земли*. 2005. № 2. С. 66-83.
- Диденко А.Н., Козаков И.К., Бибилова Е.В. и др. Па-леомагнетизм нижнепротерозойских гранитоидов Ша-рыжалгайского выступа фундамента Сибирского кра-тона и геодинамические следствия // *Докл. РАН*. 2003. Т. 390. № 3. С. 368-373.
- Неймарк Л.А., Ларин А.М., Немчин А.А. и др. // *Докл. РАН*. 1991. Т. 320. № 1. С. 182-186.
- Печерский Д.М., Бураков К.С., Захаров В.С., Шар-ков Е.В. Поведение направления геомагнитного поля в течение остывания Мончегорского Плутона // *Физи-ка Земли*. 2004а. № 3. С. 64-85.
- Печерский Д.М., Бураков К.С., Захаров В.С., Нача-сова И.Е. Детальная запись геомагнитного поля во время остывания Мончегорского Плутона // *Физика Земли*. 2004б. № 8. С. 14-24.
- Хаин В.Е. Тектоника континентов и океанов (год 2000). М.: Научный мир. 2001. 606 с.
- Щербаков В.П., Ламаш Б.Е., Щербакова В.В. Физиче-ские основы магнетизма горных пород. М.: Наука. 1991. 186 с.
- Щербаков В.П., Сычева Н.К. Об изменении величины геомагнитного диполя за геологическую историю Земли // *Физика Земли*. 2006. № 3.
- Щербаков В.П., Щербакова В.В. Критерии иденти-фикации доменной структуры ферромагнитных зерен в минералах горных пород. Решение геофизических за-дач геомагнитными методами. М.: Наука. 1980.
- Щербакова В.В., Жидков Г.В., Павлов В.Э., Зем-цов В.А. Оценка напряженности геомагнитного поля в протерозое на породах Южной Карелии. Палеомагне-тизм и магнетизм горных пород: теория, практика, эксперимент. Материалы, международного семинара, Казань, 3-7 ноября 2004 г. Казань: Изд-во Казанского университета. 2004. С. 61-66.
- Щербакова В.В., Павлов В.Э., Щербаков В.П., Неро-нов И., Земцов В.А. Результаты палеомагнитных ис-следований и оценка напряженности геомагнитного поля на границе раннего и среднего рифея на породах салминской свиты (Северное Приладожье) // *Физи-ка Земли*. 2006. № 2.
- Bergh H.W. Paleomagnetism of the Still water Complex, Montana. *Paleogeophysics* / Ed. S.K. Runcom, Academic Press. 1970. V. 17. P. 143-158.
- Buffett B.A., Huppert H.E., Lister J.R., Woods A.W. Analyti- cal model for solidification of the Earth's core // *Nature*. 1992. V. 356 (6367). P. 329-331.
- Coe R.S., Gromme S., Mankinen E.A. Geomagnetic paleoin- tensities from the radiocarbon-dated lava flows on Hawaii and the question of the Pacific non-dipole low // *J.G.R.* 1978. A83 (B4). P. 1740-1756.
- Condie K.C. Episodic continental growth models: after- thoughts and extensions // *Tectonophysics*. 2000. V. 322(2). P. 153-162.
- Dodson M.Y., McClelland-Brown E. Magnetic blocking tem- peratures of single domain grains during slow cooling // *J.G.R.* 1980. V. 85. P. 2625-2637.
- Labrosse S., Poirier J.-P., Le Mouél J.-L. On cooling of the Earth's core // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1997. V. 99(1-2). P. 1-17.