

И. Н. Петров, В. В. Каулио, В. А. Шашканов, А. А. Костеров

## ТЕРМОВЯЗКАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ МАГНЕТИТСОДЕРЖАЩИХ ГОРНЫХ ПОРОД ИЗ ЗОНЫ ГИПЕРГЕНЕЗА

Известно, что нагревание образца горной породы до некоторой температуры  $T_1$ , меньшей температуры Кюри  $T_C$  ферромагнетика, обуславливающего магнетизм породы, в присутствии постоянного магнитного поля  $H$  приводит к образованию намагниченности, превышающей значение мгновенной намагниченности при этой температуре  $I_{T_1, H}$ . Это превышение тем больше, чем меньше величина магнитного поля  $H$ . После охлаждения до  $20^\circ\text{C}$  при  $H = 0$  образец обладает термовязкой остаточной намагниченностью, обозначаемой  $I_{\text{тв}}^{T_1, 20^\circ, H}$  [1]. Не следует путать этот вид намагниченности с вязкой остаточной намагниченностью, образующейся при постоянной (обычно повышенной) температуре  $T_1$  за некоторый промежуток времени  $\Delta t$  —  $I_{\text{тв}T_1, \Delta t, H}$ . Термовязкая намагниченность, в отличие от вязкой при повышенной температуре, согласно теории В. А. Шашканова и В. В. Металловой связана именно с изменением температуры [1]. В этом смысле природа  $I_{\text{тв}}$  схожа с природой переходной термоостаточной намагниченности  $I_{\text{тв}}^{20^\circ, T_k, H}$ , возникающей также при нагревании образца магнетита от его изотропной точки  $T_k$  до  $20^\circ\text{C}$  в поле  $H$  [2, 3].

Явление высокотемпературной магнитной памяти ( $\alpha$ -памяти), подробно исследованное и описанное в работах [4–10], свойственно магнетит-содержащим горным породам из зоны гипергенеза.

Гипергенный магнетит широко распространен не только в коре выветривания, но также в осадочных породах и почвах [11]. Нагревание образца гипергенного магнетита, в отличие от гипогенного, до температур, близких к  $T_C$ , приводит к существенным изменениям структурно-чувствительных параметров (СЧП) [6, 7, 12, 13]. Как правило, в результате нагревания “свежего” (негретого) образца гипергенного магнетита коэрцитивная сила  $H_C$  и остаточная намагниченность насыщения  $I_{\text{тс}}$  уменьшаются, низкотемпературный параметр  $\gamma$  (результат низкотемпературной обработки) обычно увеличивается [3]. Такое поведение СЧП и, в особенности, параметра  $\gamma$  является результатом химических превращений, сопровождающих первичный нагрев образца [7].

В природе гипергенные изменения магнетита происходят под воздействием различных факторов. Главные из них — это физическое выветривание, присутствие в кристаллической решетке примесей, таких как титан, ванадий, а также несовершенный процесс кристаллизации с захватом воды [11]. Дефектность кристаллической структуры магнетита  $\text{Fe}^{2+}\text{O}^{2-} \cdot \text{Fe}_2^{3+}\text{O}_3^{2-}$  проявляется в нарушении стехиометрии состава — в превышении количества  $\text{Fe}^{3+}$  за счет уменьшения  $\text{Fe}^{2+}$ , в образовании вакансий и частичном их упорядочении. Избыток катионов  $\text{Fe}^{3+}$  (по сравнению с  $\text{Fe}^{3+}$  для стехиометричного магнетита) позволяет рассматривать такие структуры как твердый раствор маггемита в магнетите.

Высокотемпературная магнитная память свойственна всем видам остаточной намагниченности гипергенных магнетитов [1, 3, 6]. Свойства  $\alpha$ -памяти большинства намагниченностей исследованы достаточно полно [4, 5]. Термовязкой же намагниченности, а тем более ее  $\alpha$ -памяти  $\alpha I_{\text{тв}}$ , было уделено недостаточно внимания. В то же время термовязкая, как и термоостаточная, относятся к термогенетическому типу

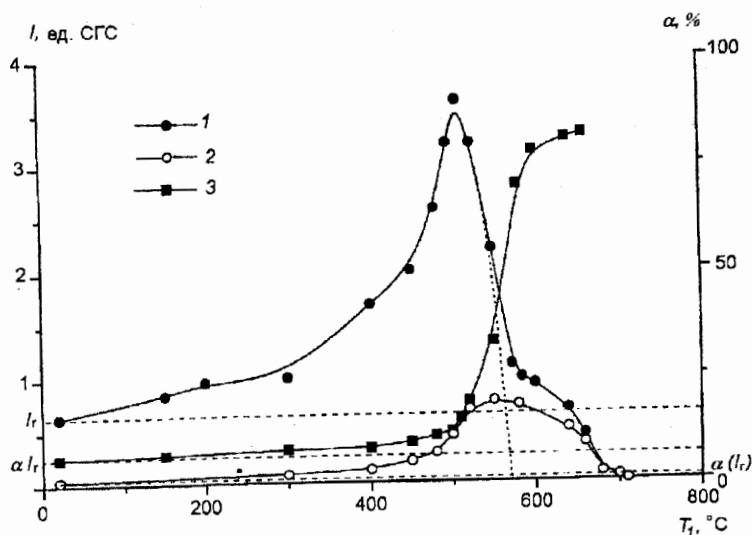


Рис. 1. Образование  $I_{rtv}$  и ее  $\alpha$ -памяти (образец № 3).

$I$  — зависимость  $I_{rtv}^{T_1, H}$  от  $T_1$  при  $H = 0$ ; 2 — зависимость  $\alpha I_{rtv}^{T_1, H}$  от  $T_1$ ; 3 — зависимость  $\alpha(I_r^{T_1, H})$  от  $T_1$ .

намагниченностей, чрезвычайно важному в палеомагнитологии. Изучение свойств и особенностей формирования  $I_{rtv}$  и  $\alpha I_{rtv}$  имеет и чисто академический интерес, так как может пролить свет на механизм перемагничивания так называемых контактных частиц, т. е. областей взаимодействия на обменном уровне спинов магнетита и ламелльного гематита.

Цель данной работы как раз и состояла в изучении свойств и закономерностей образования  $I_{rtv}$  и  $\alpha I_{rtv}$  гипергенноизмененных магнетитсодержащих горных пород. В качестве объектов исследований в нашем распоряжении находились коллекции магномagnetитов Ангаро-Илима, магнетитов Ковдора, Кара-Джала, а также образцы гипогенного магнетита из сверхглубокой скважины.

Как уже отмечалось, охлаждение образца от  $T_1$  до  $20^\circ\text{C}$  при образовании термовязкой намагниченности происходит в нулевом магнитном поле. Высокотемпературная обработка (ВО) образца, имеющего какую-либо намагниченность, подразумевает и нагревание до температуры  $T_m$ , как правило, равной  $600^\circ\text{C}$ , и охлаждение его до комнатной температуры также в  $H = 0$  [4]. Формальное сходство этих двух процессов дает основание для предположения, не является ли  $I_{rtv}$   $\alpha$ -памятью намагниченности, возникающей во время нагревания образца от  $20^\circ\text{C}$  до  $T_1$  в присутствии поля  $H$ . К такой мысли приводит и эмпирический вывод об очень высокой стабильности во времени  $I_{rtv}$  при  $20^\circ\text{C}$  по сравнению со стабильностью при  $T_1$  [1]. Если это так, то  $\alpha I_{rtv}$  можно было бы рассматривать как  $\alpha$ -память второго порядка полной термовязкой намагниченности  $I_{tv, T_1, H}$  или, пользуясь символикой, введенной в работе [4], написать  $\alpha I_{rtv}^{T_1, H} = \alpha^2 I_{tv, T_1, H}$ . Отсюда следует, что для гипогенных магнетитов, у которых отсутствует эффект  $\alpha$ -памяти, не должно быть и самой термовязкой остаточной намагниченности, т. е.  $I_{rtv}^{T_1, H}$  должна равняться мгновенной остаточной намагниченности  $I_{r, T_1, H}$ . Для ответа на эти и другие вопросы, касающиеся связи явления  $\alpha$ -памяти с образованием термовязкой остаточной намагниченности, были

изучены зависимости  $I_{rtv}$  и  $\alpha I_{rtv}$  от  $T_1$ .

На рис. 1 (кривая 1) приведена зависимость  $f(T_1) \equiv I_{rtv}^{T_1} / I_{rtv}^{20^\circ, H}$ . Образец предварительно стабилизировался в минералогическом отношении путем многократных нагревов до  $T = 720^\circ\text{C}$ . Величина  $\alpha(I_{rs})$  для него равнялась 26 %,  $T_C = 576^\circ\text{C}$ ,  $H_C = 84,1$  Э. Температура  $T_1$  варьировалась от 20 до  $710^\circ\text{C}$ . Поле  $H$  для данного образца равнялось 26,5 Э. В экспериментах на других образцах  $H$  изменялось от 10 до 100 Э. Как следует из рисунка, на кривой  $f(T_1)$  при  $T_1 = 510^\circ\text{C}$  наблюдается интенсивный максимум, при низких же температурах  $I_{rtv}$  меняется с  $T_1$  монотонно. Резкий спад величины  $I_{rtv}$  происходит в интервале  $510\text{--}580^\circ\text{C}$ , далее от  $T_C$  до температуры полного разрушения  $\alpha$ -памяти —  $T_P$  прослеживается "хвост", типичный для гипергенных магнетитов. Кривая 2 отображает зависимость  $f_1(T_1) = \alpha I_{rtv}^{T_1} / \alpha I_{rtv}^{20^\circ; 26,5}$  Э от  $T_1$ . Поясним процедуру получения точек на этой кривой. На приведенном в истинное абсолютное нулевое состояние (ИАНС) [4] образце создавалась  $I_{rtv}$ , соответствующая определенной температуре  $T_1$ , образец подвергался стандартной высокотемпературной обработке (ВО) с  $T_m = 600^\circ\text{C}$ , а затем измерялась величина  $\alpha I_{rtv}$ . Зависимости  $f(T_1)$  и  $f_1(T_1)$ , как можно видеть из рисунка, во многом сходны: обе намагниченности растут с увеличением  $T_1$ .

Зависимости  $f(T_1)$  были получены и для образцов, носителем магнетизма которых был гипогенный магнетит, в частности для образцов из сверхглубокой скважины. Этим породам не свойственно явление  $\alpha$ -памяти. Кривые  $f(T_1)$  для них вплоть до  $T_1 = T_C$  похожи на кривую 1, изображенную на рис. 1, причем интенсивность пика для различных образцов была неодинаковой, как и температура, при которой отмечались максимумы. Но главное, что  $I_{rtv}$  при  $T_1 > T_C$  не образуется. На рис. 1 этот факт отмечен пунктиром, "уходящим" в ноль при  $T_C$  магнетита. Следовательно, термовязкая остаточная намагниченность существует независимо от типа горных пород, а механизм ее образования не связан прямо с механизмом формирования  $\alpha$ -памяти.

Отметим, что  $\alpha I_{rtv}$  является  $\alpha$ -памятью именно термовязкой намагниченности, а не мгновенной, образованной при  $T_1$  и измеренной при комнатной температуре. Это можно проиллюстрировать соотношениями между  $I_{rtv}$  и  $I_r$ , а главное — между  $\alpha I_{rtv}$  и  $\alpha I_r$ :

$$\frac{I_{rtv}^{20^\circ, H}}{I_r^{500^\circ}} = 3, \quad (1)$$

$$\frac{\alpha I_{rtv}^{20^\circ, H}}{\alpha I_r^{500^\circ}} = 12. \quad (2)$$

Значения этих отношений были получены для образца № 3 ( $T_1 = 500^\circ\text{C}$ ,  $H = 26,5$  Э). Для других образцов, при тех же значениях  $T_1$  и  $H$ , отношение (1) изменялось в пределах от 2 до 6, а отношение (2) — от 10 до 14.

Отношения (1) и (2), естественно, зависят от  $T_1$  и  $H$ . Опыт показывает, что (1) уменьшается с уменьшением  $T_1$  и возрастает с уменьшением поля  $H$ . Отношение (2) мало изменяется с температурой  $T_1$ , по крайней мере, в интервале температур  $400\text{--}580^\circ\text{C}$ . С уменьшением поля отношение (2) так же, как и (1), растет. Детальному изучению полевых зависимостей  $I_{rtv}$ ,  $\alpha I_{rtv}$  и  $\alpha I_r$  будет посвящена одна из ближайших работ.

Сравнивая зависимости  $f(T_1)$  и  $f_1(T_1)$ , во всем температурном интервале, можно условно выделить две характерные области: низкотемпературную — от 20 до  $450^\circ\text{C}$  и высокотемпературную — от 500 до  $710^\circ\text{C}$ . Первая характеризуется монотонным, практически линейным, ростом  $I_{rtv}$  с температурой  $T_1$  и очень малым, и

почти постоянным, превышением значений  $\alpha I_{rtv}$  над  $\alpha I_{r, 20^\circ}$ . Вторая, высокотемпературная, отвечает за образование основной доли  $\alpha I_{rtv}$ . Наиболее наглядно это демонстрирует зависимость  $\alpha(I_{rtv})$ , выраженной в процентах, от  $T_1$ , (кривая 3, рис. 1). Напомним, что по определению  $\alpha(I_r) \equiv (\alpha I_r / I_r) \cdot 100\%$  [4]. В низкотемпературной области значения  $\alpha(I_{rtv})$  мало отличаются от  $\alpha(I_r)$ . При высоких же температурах, начиная с  $T_1 = 500^\circ\text{C}$ , кривая резко “взмывает” вверх и с  $600^\circ\text{C}$  происходит ее “выполаживание” на уровне около 80%. Максимальный градиент кривой соответствует  $T_1 = 560^\circ\text{C}$ , близкой к блокирующей температуре изучаемого образца ( $T_b = 550^\circ\text{C}$ ). В этом интервале температур в основном и формируется  $\alpha$ -память термовязкой намагниченности.

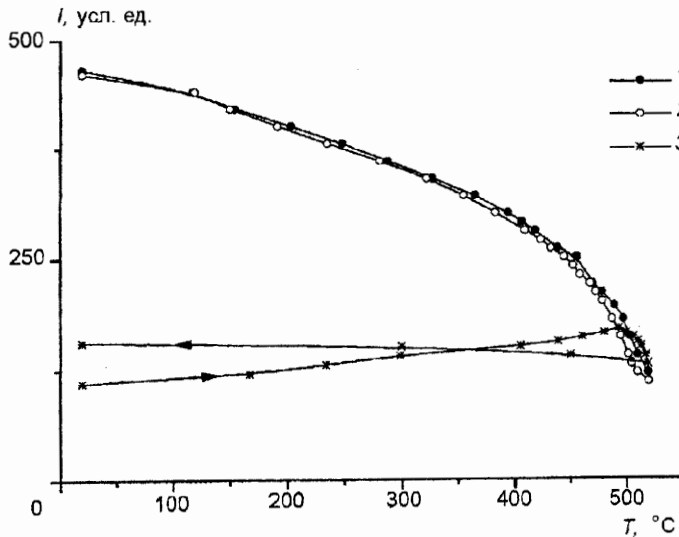


Рис. 2. Кривые термонамагничивания гипергенного магнетита из разных магнитных состояний (образец № 3).

1 — образование парциальной термоостаточной намагниченности  $I_{rpt}^{520^\circ}$  из ИАНС; 2 — образование  $I_{rpt+rtv}$  — парциальной термоостаточной намагниченности на образце, имеющем при  $T_1 = 520^\circ\text{C}$  термовязкую  $I_{rtv}^{T_1}$ ; 3 — образование “чистой” термовязкой намагниченности  $I_{tv}(T)$ ; стрелками указано направление изменения температуры  $T$ .

Термовязкая намагниченность в природных условиях не может существовать без парциальной термоостаточной  $I_{rpt}$ , так как охлаждение породы от температуры  $T_1$  всегда происходит в геомагнитном поле  $H_T$  (не обязательно равном полю образования  $I_{rtv}$ ), соответствующем определенной геологической эпохе. Исключением могут быть экзотические случаи инверсии древнего геомагнитного поля  $H$ . Однако, согласно современным представлениям, даже во время инверсии модуль  $H_{др}$  не достигает нуля. Поэтому необходимо знать, каким образом сосуществуют в породе намагниченности  $I_{rtv}^{T_1}$  и  $I_{rpt}^{20^\circ}$ , т. е. является ли термовязкая намагниченность “составной” частью  $I_{rpt}$ , образовавшейся до начала охлаждения, или  $I_{rtv}$  представляет собой “добавку” к  $I_{rpt}$ , которой не существовало бы, если бы нагревание образца до  $T_1$  проводилось без поля. Кроме того, интересно сравнить  $\alpha$ -память этих намагниченностей по величине и свойствам.

Термодинамические условия образования при  $T_1$  лабораторной парциальной термоостаточной намагниченности на размагниченном образце принципиально отличаются от ситуации, когда  $I_{\text{rpt}}$  создается в породе, уже намагниченной термовязким способом. Согласно представлениям о термоостаточной намагниченности,  $I_{\text{rpt}}$  связана с теми “заблокированными” доменами, которые ответственны за мгновенные намагниченности, возникающие при охлаждении образца от  $T_1$  до  $20^\circ\text{C}$ . Во время охлаждения ферромагнетика происходят два процесса с противоположными тенденциями: самопроизвольное разрушение определенной части мгновенных намагниченностей  $I(T)$  и увеличение спонтанной намагниченности  $I_s$  доменов в каждом кристалле [14]. Исходя из этого, можно допустить, что  $I_{\text{rtv}}$ , хотя бы отчасти, является самостоятельной “добавкой” к  $I_{\text{rpt}}$ , образованной в том же поле  $H$  и в том же температурном интервале:  $T_1 - 20^\circ\text{C}$ . Другими словами, имеет ли место суперпозиция этих намагниченностей на самом деле?

На рис. 2 изображены кривые термонамагничивания образца гипергенного магнетита из двух разных исходных состояний. Кривая 1 получена после нагревания образца до  $750^\circ\text{C}$ , охлаждения его без поля до  $520^\circ\text{C}$ , включения поля  $H$  при этой температуре и дальнейшего охлаждения его до комнатной температуры. Так образуется классическая парциальная  $I_{\text{rt}}$ . Кривая 2 соответствует образованию  $I_{\text{rpt}}$  на образце, на котором, в отличие от первого случая, при  $T_1$  уже имеется намагниченность  $I_{\text{rtv}}^{T_1, H}$ . Обозначим это состояние (при  $20^\circ\text{C}$ ) символом  $I_{\text{rpt+rtv}}$ . Кривая 3 является результатом “прямого наблюдения” формирования термовязкой намагниченности. Эта кривая состоит из двух ветвей: ветви нагрева образца в поле  $H$  и ветви охлаждения его от  $T_1$  при  $H = 0$ . Кривые 1 и 2 очень похожи, практически совпадают, значения  $I_{\text{rpt+rtv}}$  и  $I_{\text{rpt}}$ , измеренные при  $20^\circ\text{C}$ , также равны в пределах погрешности их определения. Величина  $I_{\text{rtv}}^{20^\circ}$  составляет (для данного образца) треть от величины  $I_{\text{rpt}}$ .

На рис. 3 представлены кривые температурного разрушения намагниченностей  $I_{\text{rpt}}$  и  $I_{\text{rpt+rtv}}$ , образованных при тех же условиях, что и в предыдущем опыте. Совпадение термомагнитных кривых не вызывает сомнения. Результаты этих экспериментов говорят, что  $I_{\text{rtv}}$  не является “добавкой” к  $I_{\text{rpt}}$ . Однако окончательно ответить на вопрос о взаимосвязи этих намагниченностей можно, сравнивая коэрцитивные спектры  $I_{\text{rpt}}$  и  $I_{\text{rpt+rtv}}$ , а также коэрцитивные спектры их  $\alpha$ -памяти. Коэрцитивные спектры, построенные по кривым разрушения этих намагниченностей переменным магнитным полем, показаны на рис. 4. Здесь же помещены спектры  $\alpha I_{\text{rpt}}$  и  $\alpha I_{\text{rpt+rtv}}$ . Совпадение коэрцитивных спектров окончательно доказывает, что  $I_{\text{rtv}}$  не является “добавкой” к  $I_{\text{rpt}}$ , образованной при тех же  $T_1$  и  $H$ , что и термовязкая. Суперпозиция этих намагниченностей не имеет места для образцов горных пород. Другими словами,  $I_{\text{rtv}}$  формируется за счет части тех потенциальных энергетических барьеров, которые “составляют” резерв  $I_{\text{rpt}}$ .

Исследования гипергенных магнетитсодержащих горных пород, проведенные разными авторами в разное время, выявили особую роль первого нагрева образца [6, 7, 10, 12, 13, 15]. В гипергенном магнетите в процессе первого нагрева происходят превращения двух видов, приводящие к заметным изменениям СЧП и термомагнитных кривых последующих нагревов. Первое происходит в интервале температур  $150 - 200^\circ\text{C}$  и приводит к уменьшению значений  $I_s$  и  $H_C$ . Второе — в интервале  $250 - 550^\circ\text{C}$  и сопровождается ростом значений  $I_s$  и  $H_C$  и уменьшением  $I_s$ ; оно связано с фазовым превращением маггемит — гематит [6, 7]. Уменьшение  $H_C$  при температурах  $150 - 200^\circ\text{C}$ , как показано в работе [13], не связано с существенными минералогическими превращениями, а является следствием тех или иных

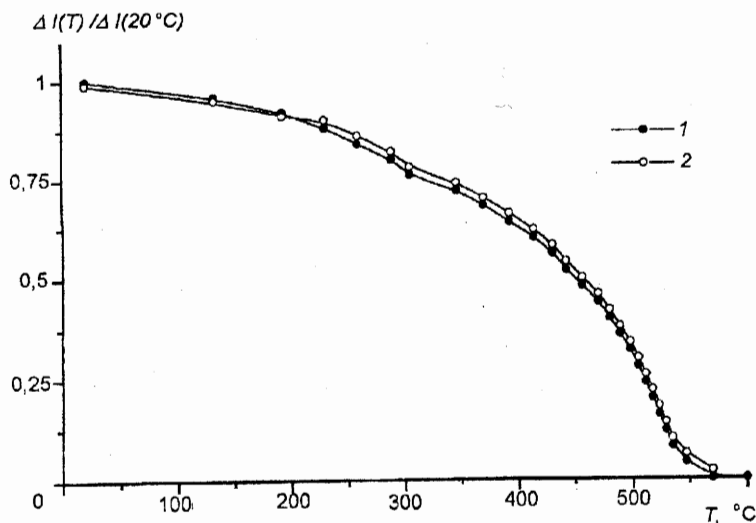


Рис. 3. Кривые температурного разрушения намагниченностей (образец № 4).

1 —  $I_{\text{rpt}}^{520^\circ}$ ; 2 —  $I_{\text{rpt}+rtv}$ ; условия образования намагниченностей те же, что и условия, указанные в подписи к рис. 2.

структурных изменений, приводящих к уменьшению внутренних напряжений. Тем не менее для магнетитов, подвергшихся сильным гипергенным изменениям, таких как магно-магнетиты Ангаро-Илима, процесс окисления может начаться по схеме  $\text{Fe}_3\text{O}_4 \rightarrow \gamma\text{Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$  даже при  $20^\circ\text{C}$ . В связи с этим представлялось интересным проверить возможность образования при  $T \approx 150^\circ\text{C}$  (температуре минимума  $H_C$ ) лабораторной химической намагниченности  $I_{\text{ГХ}}$ , и нами был осуществлен такой эксперимент.

“Свежий” образец, предварительно размагниченный переменным магнитным полем, нагревался до  $T = 160^\circ\text{C}$  в отсутствие поля и при этой температуре выдерживался в течение  $\Delta t = 100$  мин в поле  $H = 25$  Э. После выключения поля образец охлаждался до комнатной температуры. Измеренная при  $20^\circ\text{C}$  остаточная намагниченность (как предполагалось по идее опыта, химическая) превышала значение мгновенной остаточной намагниченности  $I_{\text{Г}, 160^\circ}$ , также измеренной при  $20^\circ\text{C}$ , в десятки раз. Выдержка образца с такой намагниченностью  $I_{\text{ГХ}}$  в течение суток при  $H = 0$  и  $20^\circ\text{C}$  не выявила самопроизвольного уменьшения ее величины. Временная стабильность этой намагниченности при температуре ее образования ( $160^\circ\text{C}$ ) изучалась на образце-дубле. Оказалось, что за 30 минут  $I_{\text{Г}}$  уменьшилась на 23%. ВО привела образец в размагниченное АНС, т. е.  $\alpha I_{\text{Г}} = 0$ . Повторение эксперимента на уже гретых (до  $600^\circ\text{C}$ ) образцах показало отсутствие намагниченности  $I_{\text{Г}}$ . Таким образом, намагниченность  $I_{\text{Г}}$ , неизвестной пока природы, образуется только при первом нагреве образца. Следующим шагом в изучении описанного эффекта, естественно, стало изучение коэрцитивного спектра  $I_{\text{ГХ}}$ . Рис. 5 демонстрирует коэрцитивные спектры намагниченности  $I_{\text{ГХ}}$  и равной ей по величине нормальной остаточной намагниченности. Как следует из рисунка, форма этих спектров свидетельствует о значительно большей магнитной жесткости  $I_{\text{Г}}$  по сравнению с жесткостью  $I_{\text{ГХ}}$ .

Известно, что химическая намагниченность обладает стабильностью к переменному магнитному полю, сравнимой со стабильностью термоостаточной намагничен-

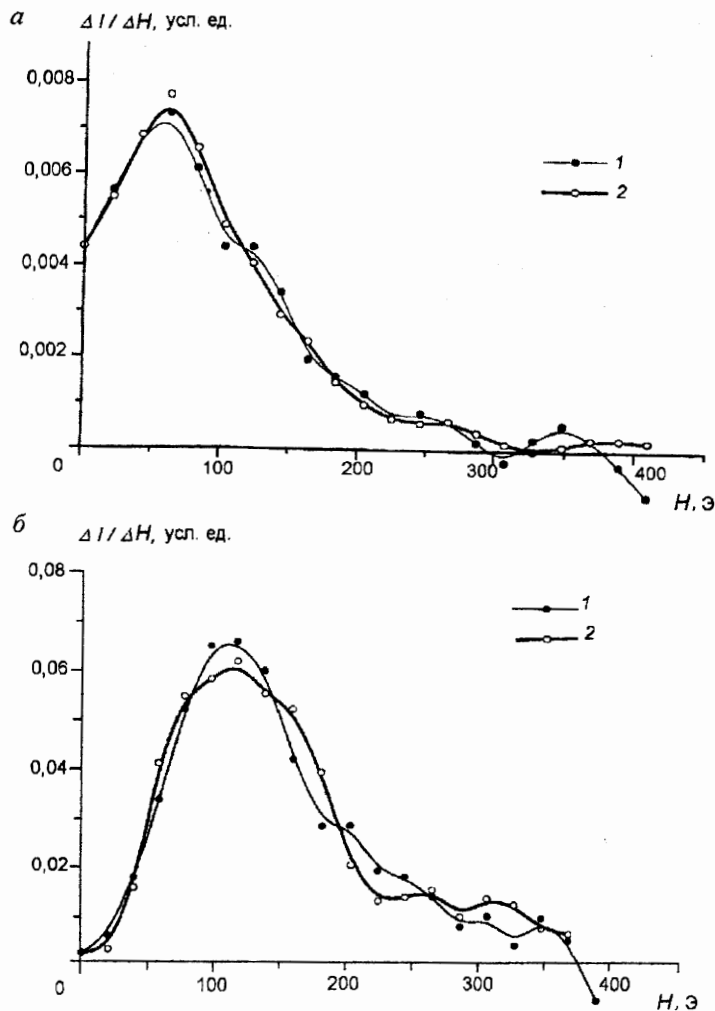


Рис. 4. Коэрцитивные спектры намагниченностей (образец № 4).

$a: I_{rt} - 1; I_{rpt+rtv} - 2; б: \alpha I_{rt} - 1; \alpha I_{rpt+rtv} - 2$ . Условия образования намагниченностей те же, что и в подписях к рис. 2 и 3.

ности [16]. Обобщая обнаруженные нами свойства намагниченности  $I_{гх}$ , мы пришли к выводу, что она не является намагниченностью химической природы в классическом ее понимании. По формальным признакам  $I_{гх}$  следовало бы определить как вязкую остаточную намагниченность, образованную при  $160^\circ\text{C}$  и измеренную при  $20^\circ\text{C}$ , —  $I_{rv 100 \text{ мин}}$ . Правда, вызывают удивление чрезмерная магнитная мягкость, отсутствие  $\alpha$ -памяти и неповторяемость при последующих нагревах этой своеобразной вязкой намагниченности. Остается непонятным, каковы потенциальные барьеры, ответственные за ее образование, и что происходит с этими барьерами при повторном нагреве: каким образом они меняют свое качество — из термически-активационных становятся гистерезисными (или исчезают совсем). Можно предположить, что до нагрева образца при  $160^\circ\text{C}$  имеет место максимум коэффициента магнитной вязкости  $S$ , который связан с коротковолновыми напряжениями малой

амплитуды. После нагрева образца, в силу выравнивания распределения вакансий  $Fe^{2+}$ , увеличивается длина волны напряжений, что и приводит к качественному изменению потенциальных барьеров [3]. Плотность термически-активационных барьеров резко уменьшается. Однако, чтобы осуществить проверку этой гипотезы, необходимо поставить корректный эксперимент по изучению зависимости  $S$  от  $T$ . Пока это не представляется возможным именно из-за структурных изменений при нагревах, благодаря отсутствию которых (до нагрева) и может иметь место максимум  $S$ . Необходимы дополнительные эксперименты. Вполне возможно, что при более детальном исследовании намагниченность  $I_{rx}$  и так называемая пьезохимическая  $I_{rсп}$  [13] окажутся намагниченностями единой природы. Таким образом, химической намагниченности (в классическом понимании) нам обнаружить не удалось. Однако нет оснований считать невозможным ее возникновение при прогревах образца до более высоких температур, при которых переход  $\gamma Fe_2O_3 \rightarrow \alpha Fe_2O_3$  происходит более интенсивно.

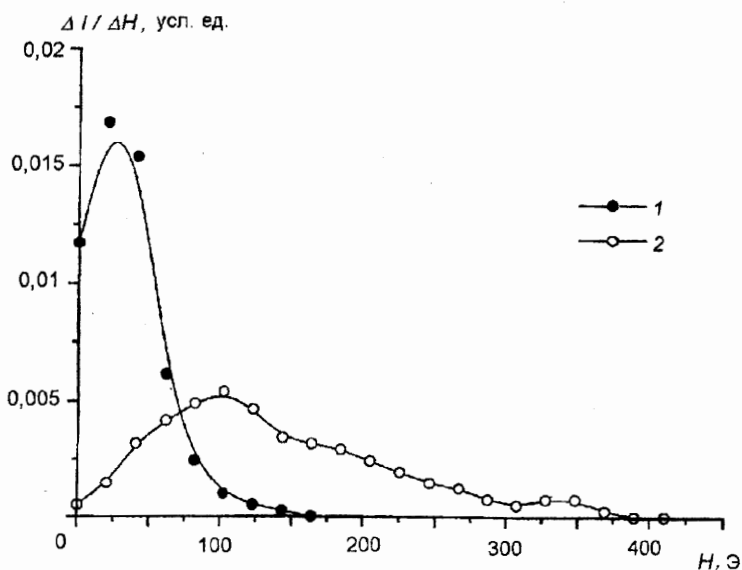


Рис. 5. Коэрдитивные спектры намагниченностей (образец № 10).

1 —  $I_{rx}$ ; 2 —  $I_r$ , равная по величине  $I_{rx}$ .

Изменения при первом прогреве СЧП гипергенных магнетитов меняют их термогенетические состояния. Наиболее ярко это прослеживается на величинах термовязкой намагниченности и ее  $\alpha$ -памяти. Опыт показывает, что  $I_{rtv}$  и  $\alpha I_{rtv}$  уменьшаются с количеством прогревов образца, причем полная стабилизация намагниченностей не достигается даже после десяти и более циклов нагрев-охлаждение. Максимальное уменьшение значений  $I_{rtv}$  и  $\alpha I_{rtv}$  наблюдается после первого нагрева до  $600^\circ C$  (после первого цикла ВО). Намагниченности, образованные на "свежем" образце будем обозначать  $I_{rtv}^I$  и  $\alpha I_{rtv}^I$ . Аналогично будем обозначать римской цифрой II намагниченности  $I_{rtv}^{II}$  и  $\alpha I_{rtv}^{II}$ , созданные в результате третьего и четвертого прогревов соответственно. В таблице приведены отношения  $I_{rtv}^I/I_{rtv}^{II}$  и  $\alpha I_{rtv}^I/\alpha I_{rtv}^{II}$  (намагниченности создавались в поле  $H = 26,5$  Э), а также значения  $\alpha(I_{rtv}^I)$  и  $\alpha(I_{rtv}^{II})$ , выраженные в процентах, для семи образцов, различающихся по точкам Кюри, ко-



эрцитивным спектрам и СЧП. Из таблицы следует, что  $I_{rtv}^I > I_{rtv}^{II}$  и  $\alpha I_{rtv}^I > \alpha I_{rtv}^{II}$ , причем отношение  $I_{rtv}^I/I_{rtv}^{II}$  достигает 10, а  $\alpha I_{rtv}^I/\alpha I_{rtv}^{II}$  — более 10. Для выяснения возможных причин “эффекта первого нагрева” были проведены некоторые исследования гистерезисных и термически-активационных свойств намагниченностей  $I_{rtv}^I$ ,  $I_{rtv}^{II}$  и их  $\alpha$ -памяти.

На рис. 6 представлены зависимости  $I_{rtv}^I/I_{rtv}^{II}$  и  $\alpha I_{rtv}^I/\alpha I_{rtv}^{II}$  от поля и верхней температуры образования намагниченностей. Факт уменьшения с полем обоих отношений вполне укладывается в классические представления магнетизма горных пород, а вот рост с температурой  $T_1$  отношения  $\alpha I_{rtv}^I/\alpha I_{rtv}^{II}$  неожиданен, и для объяснения этого необходимы новые представления и гипотезы.

На рис. 7 показаны изменения намагниченностей  $I_{rtv}^I$ ,  $I_{rtv}^{II}$  и соответствующих им  $\alpha I_{rtv}^I$  и  $\alpha I_{rtv}^{II}$  при терморазмагничивании образца. Отчетливо видно, что стабильность  $I_{rtv}^I$  к разрушению температурой выше, чем стабильность  $I_{rtv}^{II}$ . Эта же тенденция характерна и для  $\alpha$ -памяти термовязкой намагниченности первого и второго нагревов.

Рис. 8 иллюстрирует коэрцитивные спектры образца с намагниченностями  $I_{rtv}^I$  и  $I_{rtv}^{II}$  и их  $\alpha$ -памятью, откуда следует, что спектры намагниченностей первого нагрева более магнито жестки, чем спектры  $I_{rtv}^{II}$  и  $\alpha I_{rtv}^{II}$ . Примечательно (рис. 8, а), что, если критические поля перемагничивания  $H_0$ , соответствующие максимумам спектров  $I_{rtv}^I$  и  $I_{rtv}^{II}$  не совпадают, то соответствующие максимумы спектров  $\alpha$ -памяти отвечают одному и тому же критическому полю перемагничивания (рис. 8, б).

Для объяснения “эффекта первого нагрева”, а также результатов экспериментов с ним связанных, мы обратили внимание на то, что большие значения отношения  $\alpha I_{rtv}^I/\alpha I_{rtv}^{II}$  (см. таблицу) при сравнительно невысоких верхних температурах образования  $I_{rtv}$ , характерны только для термовязкой намагниченности. Так, например, для создания  $\alpha$ -памяти  $I_{rs}$  образец предварительно должен быть прогрет до высоких, не менее 600 °С, температур. Правда, в последнее время мы обнаружили существование  $\alpha I_{rs}$  на негретых образцах из некоторых коллекций. К обсуждению этого явления мы вернемся в конце статьи.

Как уже отмечалось выше, максимальное значение  $I_{rtv}$  достигается при темпе-

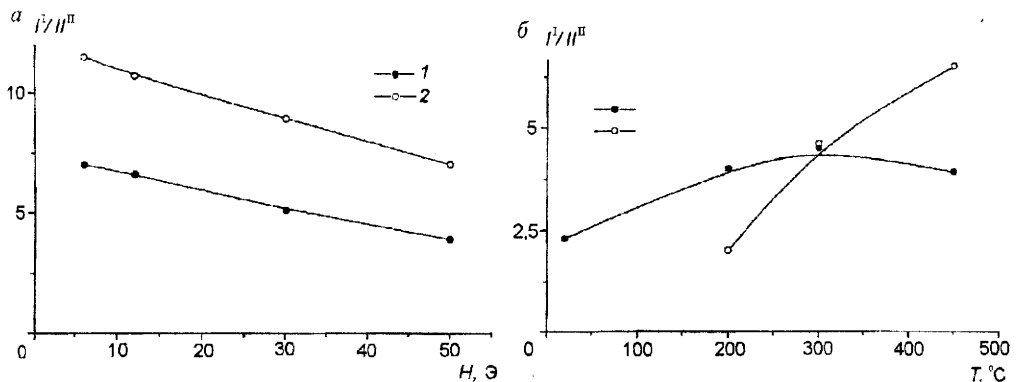


Рис. 6. Зависимости отношений намагниченностей первого и второго нагревов и их  $\alpha$ -памяти (образцы № 7а и 7б).

а:  $I_{rtv}^I/I_{rtv}^{II}$  от поля намагничивания  $H$  — 1;  $\alpha I_{rtv}^I/\alpha I_{rtv}^{II}$  от  $H$  — 2; б:  $I_{rtv}^I/I_{rtv}^{II}$  от верхней температуры образования  $T_1$  — 1;  $\alpha I_{rtv}^I/\alpha I_{rtv}^{II}$  от  $T_1$  — 2.

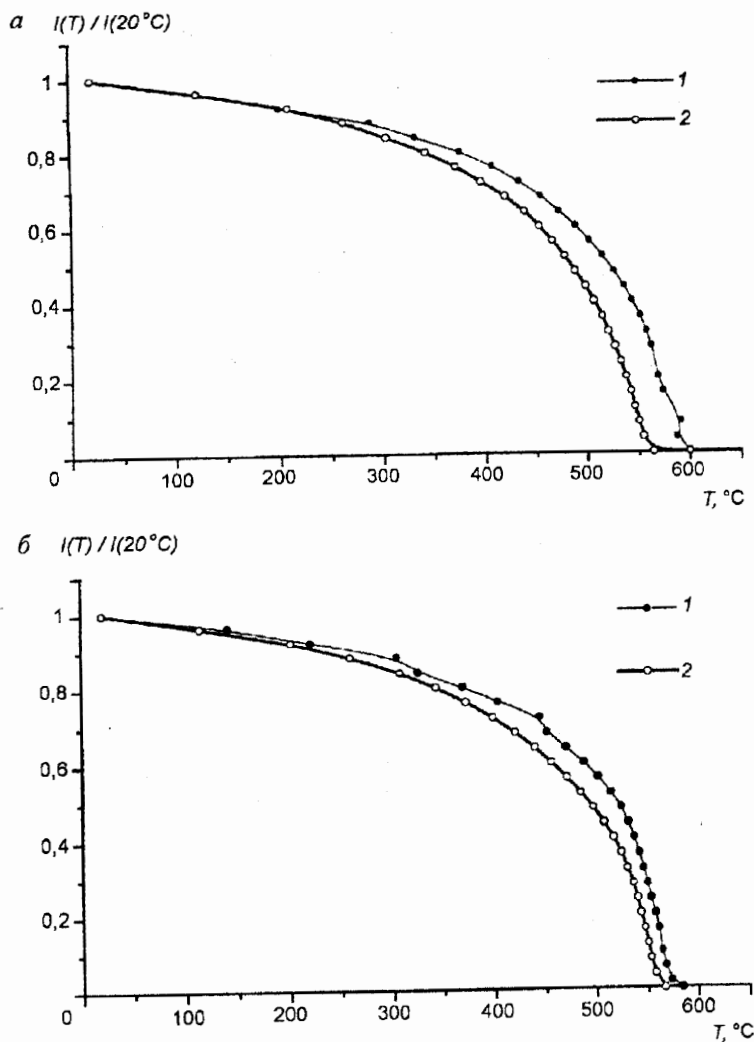


Рис. 7. Зависимости намагниченностей от температуры  $T$  при терморазрушении (образцы № 8а и 8б).

$$a: I_{\text{гтв}}^I - 1; I_{\text{гтв}}^{II} - 2; б: \alpha I_{\text{гтв}}^I - 1; \alpha I_{\text{гтв}}^{II} - 2.$$

ратуре  $T_1$ , немного меньшей блокирующей  $T_b$ , (см. рис. 1). При таких температурах происходит интенсивное гетерофазное окисление: превращение  $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$  в  $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$  с локализацией последнего в виде ламелльных стенок, окружающих ячейки классического магнитомягкого магнетита. Зоны контакта  $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$  были названы контактными частицами [10]. Контактные частицы имеют эффективные объемы  $V_{\text{эф}}$ , определяемые пространством, в пределах которого главной является энергия обменной (однонаправленной) анизотропии, которая и контролирует процесс переманичивания контактных частиц. Величина  $V_{\text{эф}}$  зависит от температуры, размеров ламеллей и объема ячеек. В зависимости от эффективного объема контактных частиц, последние могут находиться в разных магнитных состояниях: от многодоменного до суперпарамагнитного.

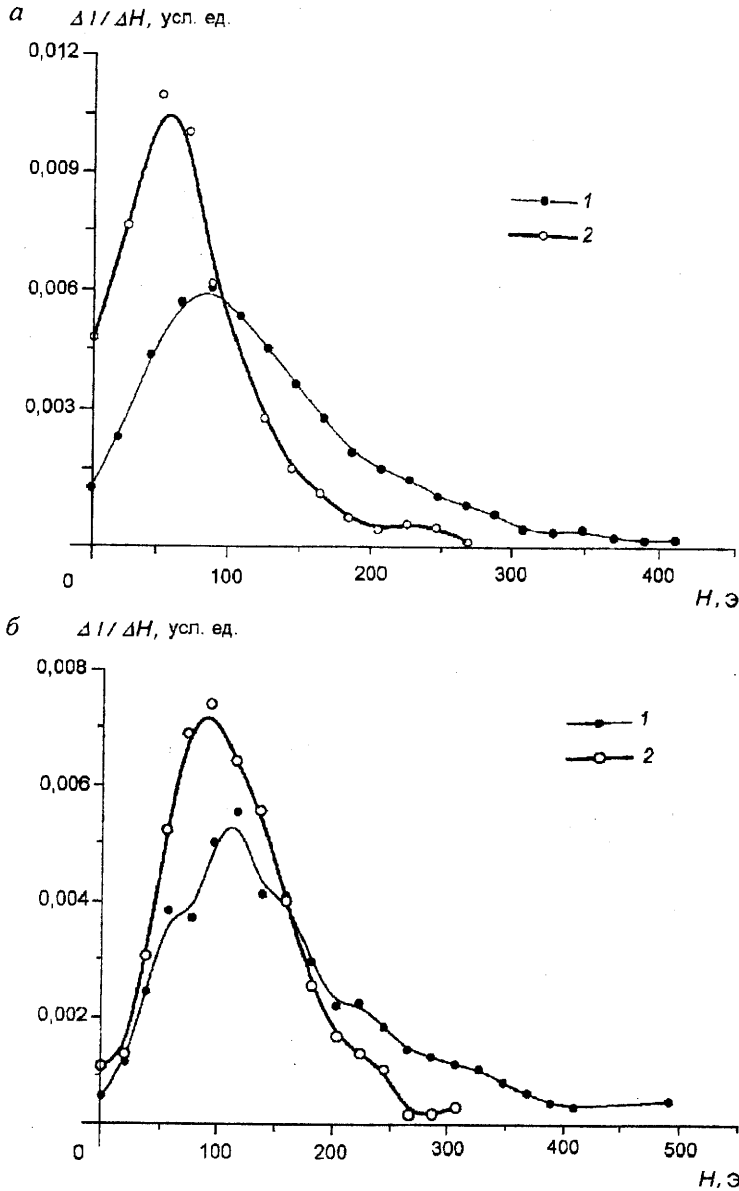


Рис. 8. Коэрдитивные спектры намагниченностей (образцы № 9а и 9б).

а:  $I_{\text{rtv}}^I$  — 1;  $I_{\text{rtv}}^{II}$  — 2; б:  $\alpha I_{\text{rtv}}^I$  — 1;  $\alpha I_{\text{rtv}}^{II}$  — 2.

В связи с вышеизложенным можно предполагать, что при образовании при достаточно высокой  $T_1$  помимо “классической” термовязкой  $I_{\text{rtv}}^I$  в “состав”  $I_{\text{rtv}}^I$  входит добавочная компонента намагниченности, обусловленная превращением  $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$  в поле  $H$ , которую мы назвали *термохимической намагниченностью*  $I_{\text{tc}, 20^\circ, H}^{I T_1}$ . Происхождение этой намагниченности мы связываем с контактными частицами. Таким образом, согласно нашей гипотезе,  $I_{\text{rtv}}^I$  гипергенного магнети-

та представляется двухкомпонентной намагниченностью. Термовязкую намагниченность  $I_{rtv}^I$  условно можно изобразить в виде суммы  $I_{rtv, кл}^I + I_{ггс}^I$ . Так как компонента  $I_{ггс}^I$  может появиться только за счет реакции  $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ , а это превращение при обычных термодинамических условиях необратимо, то при повторном создании  $I_{rtv}^{II}$  на уже прогретом образце намагниченность  $I_{ггс}^{II}$  не образуется. За счет контактных частиц с малыми  $V_{эф}$  теоретически может образовываться "новая" компонента термовязкой природы в дополнение к  $I_{rtv, кл}^{II}$ , если считать, что  $I_{rtv, кл}^I$  и  $I_{rtv, кл}^{II}$  равны. Однако, чтобы объяснить результаты, представленные в таблице, необходимо допустить, что  $I_{ггс}^I$  много больше этой "новой" термовязкой компоненты.

Параметр	№ образца						
	14	16	20	23	25	27	28
$I_{rtv, 20^\circ}^{450^\circ} / I_{rtv, 20^\circ}^{450^\circ}$	3,98	4,60	6,85	8,3	3,5	5,7	9,5
$\alpha I_{rtv, 20^\circ}^{450^\circ} / \alpha I_{rtv, 20^\circ}^{450^\circ}$	6,3	4,58	10,3	11,5	5,7	8,9	12,9
$\alpha I_{rtv, 20^\circ}^{450^\circ}$ , %	29,9	9,6	28,4	32,6	27,3	15,2	33,1
$\alpha I_{rtv, 20^\circ}^{450^\circ}$ , %	18,4	9,7	18,8	23,2	19,5	9,0	23,5

При втором и последующих нагревах образцов происходит доокисление контактного магнетита, вследствие чего утолщаются ламелльные стенки магнетитовых ячеек, а значит уменьшаются их объемы, что может привести ячейки в суперпарамагнитное состояние, и они перестанут "участвовать" в образовании  $\alpha$ -памяти. Кроме того, при достаточно большом количестве прогревов возможен качественный переход потенциальных барьеров из одной группы в другую [3]. Часть вязкостных барьеров, отвечающих за образование  $I_{rtv}$ , может перейти в гистерезисные и наоборот. Нагревание "свежего" образца гипергенного магнетита даже до не слишком высоких температур ведет к перераспределению вакансий  $\text{Fe}^{2+}$ . Переход маггемит — гематит предопределяет упорядочивание распределения вакансий, что приводит к уменьшению их плотности, в целом, по кристаллу. Длина волны внутренних напряжений в кристалле, в некотором приближении, зависит от среднего расстояния между вакансиями. Поэтому при последовательных нагревах с уменьшением плотности вакансий увеличивается длина волны напряжений, возрастают объемы потенциальных барьеров, обусловленных этими напряжениями, плотность "вязкостных" барьеров уменьшается, а значит становится меньше и термовязкая намагниченность. Таким образом мы объясняем парадоксальные, на первый взгляд, результаты, касающиеся специфики термовязкого намагничивания магнетитсодержащих горных пород из зоны гипергенеза.

В заключение обсудим существование  $\alpha I_{ггс}^0$ , обнаруженное нами на образцах некоторых коллекций; символом  $I_{ггс}^0$  обозначена остаточная намагниченность насыщения негретого образца. Опыт показал, что величина  $\alpha I_{ггс}^0$ , определяемая в результате первого цикла ВО, может достигать 3–5 %. Это явление можно объяснить, если допустить, что на протяжении геологической истории породы в коре выветривания происходит низкотемпературное окисление по схеме  $\text{Fe}_3\text{O}_4 \rightarrow \gamma\text{Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Одним из главных факторов, способствующих реализации такого процесса, должно быть время. Локальные прогревы породы, вероятность которых напрямую зависит от их геологического возраста, конечно же будут способствовать зарождению

“природных” контактных частиц, а значит и возможности получения  $\alpha I_{rs}^0$  при первом цикле ВО.

Сформулируем основные результаты:

1. Термовязкая остаточная намагниченность образуется в горных породах независимо от степени их гипергенной измененности, а механизм ее формирования не связан прямо с механизмом возникновения  $\alpha$ -памяти.

2. Основная часть термовязкой остаточной намагниченности  $I_{rtv}$ , равно как и ее  $\alpha$ -память, создается в достаточно узком температурном интервале ниже блокирующей температуры образца.

3. Суперпозиция термовязкой  $I_{rtv}$  и парциальной термоостаточной намагниченностей, образованных при одних и тех же магнитном поле и верхней температуре нагрева, не имеет места для горных пород из зон гипергенеза. Потенциальные барьеры, с которыми связано возникновение  $I_{rtv}$ , являются частью резерва барьеров, ответственных за образование  $I_{rpt}$ .

4. Гипергенным магнетитам свойствен “эффект первого нагрева”, состоящий в значительном превышении величин  $I_{rtv}^I$  и  $\alpha I_{rtv}^I$ , получаемых при первом нагреве образца, над аналогичными значениями намагниченностей  $I_{rtv}^{II}$  и  $\alpha I_{rtv}^{II}$ , образующихся при втором нагреве.

5. При образовании  $I_{rtv}^I$ , если верхняя температура нагрева образца гипергенного магнетита достаточно велика, может возникнуть компонента намагниченности, обусловленная переходом маггемит — гематит, названная нами термохимической намагниченностью  $I_{rtc}$ .

6. Существование  $\alpha I_{rs}^0$  — высокотемпературной магнитной памяти остаточной намагниченности насыщения предварительно негретых образцов гипергенных магнетитов — можно объяснить низкотемпературным окислением части магнетитовых зерен за геологически большое время и образованием в связи с этим “природных” контактных частиц.

#### Указатель литературы

1. Шашканов В. А., Металлова В. В. Об одном виде намагниченности горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1970. № 9. С. 102–106.
2. Петров И. Н., Металлова В. В. Переходная термоостаточная намагниченность и ее роль при низкотемпературной обработке магнетитсодержащих горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1968. № 9. С. 71–78.
3. Петров И. Н., Металлова В. В. Природа переходной термоостаточной намагниченности // Уч. зап. Ленингр. ун-та. Вопросы геофизики. 1973. Вып. 23. С. 12–52.
4. Петров И. Н. Высокотемпературная магнитная память остаточной намагниченности магнетита // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1986. № 7. С. 91–100.
5. Петров И. Н., Шашканов В. А. Высокотемпературная магнитная память магнетита и некоторые ее свойства // Палеонапряженность: физические основы и методы исследования. Владивосток: Изд-во ДВГУ, 1986. С. 43–50.
6. Петров И. Н., Дмитриев С. В., Металлова В. В., Шашканов В. А. Окисленность магнетитовых руд Ангаро-Илима и их высокотемпературная магнитная память. Л., 1988. 11 с. Деп. в ВИНТИ, № 5824–1388.
7. Дмитриев С. В., Петров И. Н., Металлова В. В. Влияние окисления на образование  $\alpha$ -памяти магнетитсодержащих горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1989. № 8. С. 56–65.
8. Дмитриев С. В., Петров И. Н., Металлова В. В., Сталимитова Ж. И. Высокотемпературная магнитная память горных пород и ее стабильность к воздействию магнитных полей // Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. 4. Вып. 4(25). 1989. С. 86–90.

9. *Димитриев С. В., Металлова В. В., Петров И. Н.* Обменная анизотропия в системе  $\text{Fe}_3\text{O}_4 - \alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$  и высокотемпературная магнитная память магнетитсодержащих горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1991. № 3. С. 90–96.
10. *Петров И. Н., Димитриев С. В.* Особенности высокотемпературной магнитной памяти термоостаточной намагниченности магнетитсодержащих горных пород // Вопросы геофизики. Вып. 34. СПб., 1994. С. 213–224.
11. *Чуэров Ф. В., Ермилова Л. П.* Гипергенный магнетит и маггемит // Гипергенные окислы железа. М.: Наука, 1975. С. 85–91.
12. *Писакин Б. Н., Прияткин А. А.* Гипергенез и магнитные свойства горных пород // Сов. геология. 1979. № 8. С. 110–115.
13. *Большаков В. А., Гапеев А. К., Ясонов П. Г.* Пьезохимическая остаточная намагниченность как результат изменения коэрцитивной силы образцов горных пород из зон гипергенеза // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1987. № 9. С. 55–63.
14. *Néel L.* Some theoretical aspects of rock magnetism // Adv. Phys. 1955. Vol. 4. P. 191–243.
15. *Большаков В. А.* Использование методов магнетизма горных пород при изучении новейших отложений. М.: Геос, 1996. 253 с.
16. *Нагата Т.* Магнетизм горных пород. М.: Мир, 1965. 247 с.