

В.И. ТРУХИН, С.Х. КАРАЕВСКИЙ

**О МЕХАНИЗМЕ САМООБРАЩЕНИЯ ТЕРМООСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ
В КИМБЕРЛИТАХ ТРУБКИ "МИР" (ЯКУТИЯ)***(Представлено академиком М.А. Магницким 11.03.1985)*

Известно [1], что самообращение является альтернативной причиной возникновения обратной естественной остаточной намагниченности /,, горных пород. Обнаружено [2], что кимберлиты трубки "Мир" являются прямонамагниченными, в то время как породы трубки формировались в эпоху обратной полярности древнего геомагнитного поля. Исследования [2] показали, что причиной антипараллельной ориентации I_n в древнем геомагнитном поле является самообращение термоостаточной намагниченности I_{rT} . Самообращение I_{rT} было получено в лаборатории на 16 образцах из 25 изучавшихся.

Исследование этого явления, которое воспроизводится в лаборатории на горных породах очень редко [3], имеет большое значение как для решения проблем палеомагнетизма (выявление ложных палеомагнитных зон, теория образования I_{rT} в ансамбле взаимодействующих ферромагнитных зерен), так и для получения ценной информации о составе и строении ферромагнитных минералов и термодинамических условиях их образования. Последнее особенно важно при исследованиях кимберлитов, так как самообращение может служить непосредственным индикатором условий образования кимберлитов и является одним из критериев поиска продуктивных трубок.

Любые геофизические выводы, основанные на самообращении I_n и I_{rT} , требуют прежде всего знания механизма этого явления в каждом конкретном случае. Поэтому целью данной работы явилось проведение детальных экспериментальных исследований характера магнитного взаимодействия, вызывающего самообращение.

По данным термомагнитного и электронно-зондового анализов [4] ферри-магнитная фракция кимберлитов трубки "Мир" представлена в основном твердым раствором серии $\text{FeTiO}_3\text{--MgTiO}_3\text{--Fe}_2\text{O}_3$, состав которого изменяется в широких пределах (точки Кюри: $-160 \leq T_K \leq 260^\circ\text{C}$). Однако отдельные зерна характеризуются довольно однородным составом. У зерен с повышенным содержанием Fe_2O_3 и примесей Cr_2O_3 и Al_2O_3 иногда присутствуют структуры распада твердого раствора с кристаллической структурой типа шпинели и корунда-ильменита. Встречаются зерна с мелкими выделениями гематита Fe_2O_3 , пирита FeS , рутила TiO_2 . Для подробного исследования был взят наиболее типичный образец. На рис. 1а представлены кривые температурной зависимости намагниченности насыщения $I_s(T)$ и начальной магнитной восприимчивости $\kappa(T)$ исследуемого образца и магнитной восприимчивости $\kappa'(T)$ выделенного из него ферри-магнитного желвака, также обладающего самообращением. На всех кривых заметна существенная размытость фазового перехода ферри-парамагнетик.

Характер явления самообращения виден из рис. 1б. Здесь приведены кривые зависимости полной $I(T)$ намагниченности и остаточной $I_r(T)$ от температуры, полученные при охлаждении образца от $T = 350^\circ\text{C}$ до комнатной температуры T_0 в постоянном магнитном поле $H_e = 1$ Э, а также кривая терморазмагничивания полученной $I_{rT}(T)$. В процессе охлаждения для измерения $I_r(T)$ поле периодически кратковременно отключалось, поэтому кривая $I_r(T)$ имеет дискретный характер. Запись намагниченности $I(T)$ производилась в присутствии поля, тем не менее при

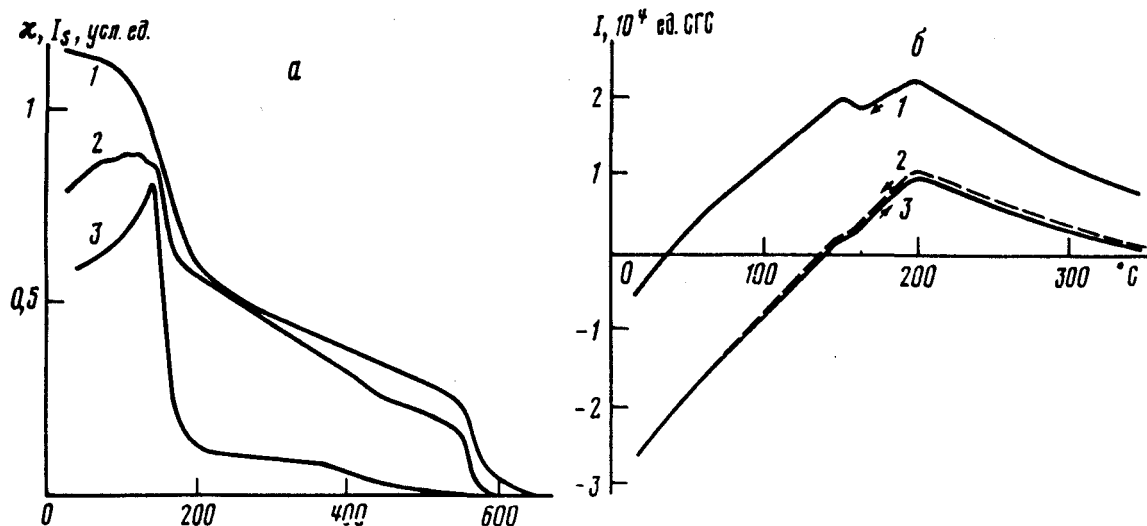


Рис. 1. а – Зависимость от температуры намагниченности насыщения (1) и магнитной восприимчивости всего образца (2) и магнитной восприимчивости выделенного желвака (3); б – образование термоостаточной намагниченности при охлаждении в поле $H = 1$ Э. 1 – Полная намагниченность, 2 – термоостаточная намагниченность $I_r(T)$, 3 – терморазмагничивание образовавшейся I_{rT}

комнатной температуре T_0 намагниченность антипараллельна полю. Видно, что кривые $I_r(T)$ и $I_{rT}(T)$ практически совпадают друг с другом (небольшое отличие объясняется тем, что характерное время спада I_{rT} после отключения поля больше времени измерения). Это дает возможность в некоторых случаях изучать кривые терморазмагничивания $I_{rT}(T)$ вместо кривых намагничивания $I_r(H)$, так как получение первых методически проще.

При многократных нагревах не выше 350°C кривые рис. 1б полностью повторялись. Эффект самообращения достигал максимума в полях 0,5–5 Э для различных образцов и исчезал в полях, превышающих 5–20 Э.

Исследование парциальной термоостаточной намагниченности $I_{r\Delta T}$ показало, что самообращение обусловлено магнитной фракцией, остаточная намагниченность которой блокируется в температурном интервале $170\text{--}260^\circ\text{C}$. На рис. 2 приведены температурные зависимости парциальных термоостаточных намагниченностей, образованных в 10-градусных интервалах. Видно, что температура перегиба (начала спада) $I_{r\Delta T}$ смещается в соответствии с изменением температурного интервала ΔT задания $I_{r\Delta T}$. При изменении интервала задания с 260 до 170°C точка перегиба перемещается от 220 до 160°C .

Воздействие на образец переменного магнитного поля h при комнатной температуре (рис. 3, 1) приводит к частичному размагничиванию $I_{r\Delta T}$ (точка А) до величины, соответствующей точке В. Если затем образец подвергнуть нагреву до $T = 200^\circ\text{C}$ в $H_e = 0$ (рис. 3, 2), то отрицательная компонента $I_{r\Delta T}$ сильно разрушается при практически неизменной положительной компоненте. При последующем охлаждении (рис. 3, 3) до T_0 при $H_e = 0$ отрицательная компонента в значительной степени восстанавливается (точка В'). То же происходит при воздействии на образец полей h вплоть до 100 Э (кривые 3, 4), однако при увеличении начинается быстрое разрушение положительной компоненты $I_{r\Delta T}$. Таким образом, самообращенная $I_{r\Delta T}$ является двухкомпонентной ($+\Delta I_{r\Delta T}$ и $-\Delta I_{r\Delta T}$), эти компоненты в значительной степени независимы, что выявляется при воздействии h , причем $+\Delta I_{r\Delta T}$ более стабильна, чем $-\Delta I_{r\Delta T}$. Однако $-\Delta I_{r\Delta T}$ возникает при охлаждении только при наличии $+\Delta I_{r\Delta T}$, причем интенсивность $-\Delta I_{r\Delta T}$ тем больше, чем больше $+\Delta I_{r\Delta T}$.

Ранее предполагалось [1], что в породах с составом ферромагнитной фрак-

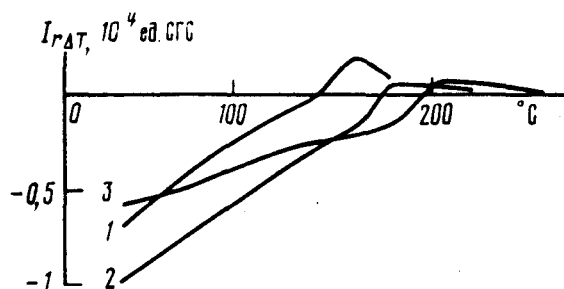
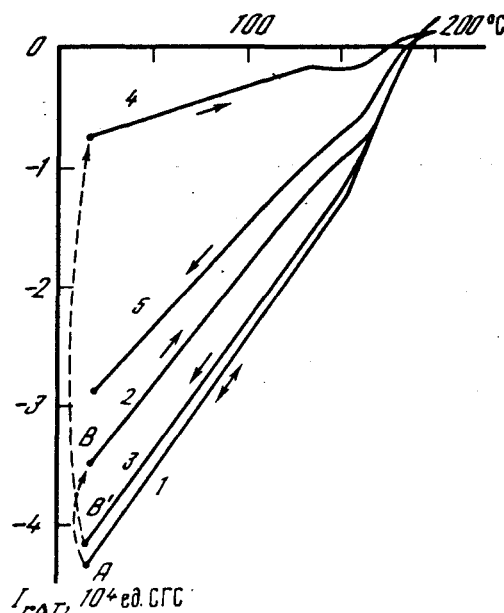


Рис. 2. Температурный ход парциальных термоостаточных намагниченностей, образованных в поле $H = 1$ Э и температурных интервалах: 240–250 (1), 210–220 (2), 170–180 °C (3)

Рис. 3. Восстановление отрицательной компоненты $I_{r\Delta T}$, образованной в интервале температур 260–210 °C и $H = 1$ Э, при нагреве после воздействия переменного магнитного поля h : 1 – нагрев и охлаждение, $h = 0$; 2, 3 – нагрев и охлаждение, $h = 40$ Э; 4, 5 – нагрев и охлаждение, $h = 100$ Э



ции, близким к тому, какой был в исследованных нами породах, самообращение I_{rT} происходит за счет обменного взаимодействия между минералогическими фазами, при котором между фазами и, соответственно, между компонентами I_{rT} должна существовать очень сильная связь, так как обменная энергия превосходит все виды магнитной энергии ферромагнетика. На исследованных в данной работе породах связь между $+\Delta I_{r\Delta T}$ и $-\Delta I_{r\Delta T}$ достаточно слабая, поэтому $-\Delta I_{r\Delta T}$ разрушается в сравнительно слабых полях ($h \leq 50$ –100 Э).

Отсутствие сильной связи между компонентами термоостаточной намагниченности и другие особенности самообращения на кимберлитах нельзя объяснить в рамках известных теоретических моделей самообращения за счет обменного взаимодействия между фазами или участками фаз [3]. В изученном случае наиболее вероятным является магнитоэлектронный механизм самообращения. При $350 > T > 200$ °C из-за неоднородностей состава твердого раствора FeTiO_3 – MgTiO_3 – Fe_2O_3 , а также наличия напряженных участков, возникших при повышенных давлениях в период формирования кимберлитов возникают квазиоднодоменные области, точки Кюри которых T_{Ki} несколько выше T_K основной матрицы ферромагнитного зерна. При блокировании квазиоднодоменных областей возникают сильные внутренние поля рассеяния H_i , которые быстро растут при охлаждении от $T = T_{Ki}$ до $T = T_K$. В случае, когда $H_i \geq H_e$, основная фаза намагничивается антипараллельно H_e , что и приводит к возникновению обратных I_T , I_{rT} и $I_{r\Delta T}$.

Известно [1], что самообращение I_{rT} в твердых растворах $x \cdot \text{FeTiO}_3$ (1– x) · Fe_2O_3 наблюдается в основном в достаточно узком спектре составов этого твердого раствора ($0,45 \leq x \leq 0,6$). Этот факт, а также то, что в синтезированных образцах самообращение I_{rT} наблюдалось в полях вплоть до $H_e = 20$ кЭ [1], позволили предположить обменный механизм этого явления. В изученном случае в $H_e > 20$ Э явление не наблюдалось. Роль определенного состава минерала при самообращении I_{rT} , по нашему мнению, заключается в том, что именно при таком составе возникает мелкодисперсная магнитожестькая фаза, рассеянная в основной матрице ферромагнитного зерна, с несколько большими точками Кюри, чем у матрицы. Эта точка зрения на роль состава подтверждается и тем, что самообращение I_{rT} и $I_{r\Delta T}$ наблюдалось не только на гематитах, но и на титаномagnetитах, титаномagnetитах, различных ферритах и металлах [6]. Таким образом, определяющим при самообра-

щении является не столько состав, сколько магнитная структура минерала. Важным условием протекания процесса самообращения I_{rT} является, по-видимому, различие температур блокирования обеих фаз ($T_{Ki} - T_K = 20-40^\circ\text{C}$), а также соотношение и характер температурного изменения их намагниченностей насыщения и коэрцитивных сил.

За счет мелкодисперсной фазы создается устойчивая положительная компонента $+ \Delta I_{rT}$, поля рассеяния которой ориентируют основную матрицу антипараллельно внешнему полю, и суммарная I_{rT} становится отрицательной.

Таким образом, все исследованные свойства самообращения в кимберлитах трубки "Мир" достаточно логично и непротиворечиво объясняются магнитостатическим взаимодействием внутри зерен ферромагнитной фракции.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило
5 IV 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. Нагата Т. Магнетизм горных пород. М.: Мир, 1965. 346 с.
2. Трухин В.И., Жилева В.А., Саврасов Д.И. и др. – Изв. АН СССР, Физика Земли, 1984, № 12, с. 78–89.
3. Звезгинцев А.Г. Самообращение намагниченности горных пород. Автореф. докт. дис. М., 1974. 49 с.
4. Гаранин В.К., Кудряцева Г.П., Сошкина Л.Т. Ильменит из кимберлитов. М.: Изд-во МГУ, 1984. 240 с.
5. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978. 592 с.
6. Шербаков В.П., Большаков А.С., Мельников Б.Н. – Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, № 1, с. 71–77.