

В. П. ЩЕРБАКОВ, А. С. БОЛЬШАКОВ, Б. Н. МЕЛЬНИКОВ

АНОМАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

(Представлено академиком М. А. Садовским 4 VI 1975)

В экспериментах, проведенных на таких веществах, как магнетит Ковдорского месторождения ⁽¹⁾, никель ⁽²⁾, железо и промышленные ферриты, обнаружена аномальная температурная зависимость остаточной намагниченности. Аномалия состоит в том, что термоостаточная намагниченность J_{rt} и остаточная намагниченность насыщения J_{rs} при температурном размагничивании возрастают вблизи температуры Кюри, образуя высокотемпературный «пик». Кроме того, PTRM, образованные в том же температурном интервале, где наблюдается «пик», испытывают самообращение.

Аномальный эффект может быть устранен или значительно ослаблен продолжительным отжигом и вновь вызван внешними деформациями или закалкой, что говорит о тесной связи наблюдаемого явления с наличием сильных внутренних напряжений.

Аномальное поведение остаточной намагниченности характеризуется следующими свойствами:

1) высокотемпературный «пик» наблюдается в узкой области вблизи температуры Кюри, ширина пика составляет $\sim 20-30^\circ$ у магнетита и $1-5^\circ$ у никеля, железа и ферритов; 2) домены, ответственные за высокотемпературную положительную компоненту намагниченности, обладают высокими коэрцитивными силами $H_c \sim 500$ э, как это следует из кривых размагничивания TRM и «пика» переменными магнитными полями; в то же время PTRM, образованные в низкотемпературной области вне зоны пика, имеют $H_c \sim 100$ э; 3) самообращение PTRM происходит, если внешнее поле h включается при температурах ниже температуры максимума «пика», т. е. соответствующих его левому склону.

Обнаружение самообращения на химически однофазных ферромагнетиках (Ni, Fe) наводит на мысль, что мы имеем дело с явлением, которое до сих пор не рассматривалось в магнетизме горных пород, и ранее разработанные механизмы самообращения в данном случае непригодны. Прямая зависимость эффекта от внутренних деформаций свидетельствует, по-видимому, о том, что появление аномального «пика» и самообращение PTRM являются следствием развития структурных неоднородностей в напряженном образце.

В настоящей работе развивается теоретическая модель возникновения аномалии в температурной зависимости остаточной намагниченности, которая основана на известном факте «размытия» фазового превращения в неоднородном по объему ферромагнетике ⁽³⁾. Размытие трактуется как результат зависимости истинной точки Кюри T_c от координаты r внутри образца, так что переход совершается в интервале ($T_{c \min}$, $T_{c \max}$), причем величина размытия T_i в «грязных» образцах $\sim 1-10^\circ$.

Вопрос об упорядочении в неоднородных материалах в рамках теории молекулярного поля рассматривался М. А. Микулинским ⁽⁴⁾, который показал, что характер упорядочения зависит от величины «размытия» T_i и характерного размера неоднородностей L .

Если ввести в рассмотрение величину радиуса спин-спиновой корреляции в окрестности фазового перехода

$$r_c \approx a (T_c/T_1)^{1/2}, \quad (1)$$

где a — постоянная решетки, то, согласно ⁽⁴⁾, при $L \gg r_c$ спонтанный момент возникает вначале в отдельных изолированных областях, обладающих максимальными по образцу температурами Кюри. Магнитные моменты этих областей некоррелированы друг с другом, так что средний спонтанный момент на единицу объема $J_s = 0$.

При дальнейшем охлаждении, при некоторой температуре T_0 ($T_{c \min} < T_0 < T_{c \max}$) возникает дальний порядок по образцу в целом и соответственно ненулевая спонтанная намагниченность J_s . Установление дальнего порядка по всему объему образца происходит благодаря обменно-взаимодействию между высокотемпературными ферромагнитными областями, осуществляемому через промежуточную парамагнитную матрицу, и определяется условием $A = kT_0$, где $A(T)$ — величина обменного взаимодействия.

Для типичных величин $a \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см, $T_c \approx 10^3$, имеем из (1), $r_c \sim 10^{-6}$ см. Таким образом, согласно Микулинскому, за размытие фазового перехода с наличием остатков ферромагнитного состояния выше температуры упорядочения ответственны неоднородности с характерным размером $L \gtrsim 10^{-6}$ см, что меньше размеров однодоменных зерен всех ферро- и ферримагнитных материалов. Это дает возможность предположить, что высокотемпературные области, ответственные за размытие фазового перехода, можно рассматривать как однодоменные. В таком случае PTRM, образованная выше T_0 , аналогична термоостаточной намагниченности ансамбля однодоменных зерен. Заметим кстати, что об однодоменном характере областей — носителей высокотемпературной положительной намагниченности — говорят и их высокие коэрцитивные силы $H_c \sim 500$ э, свидетельствующие о преобладающей роли процессов вращения при их перемагничивании.

Обменное взаимодействие между ферромагнитными областями приводит к сильным корреляциям между их магнитными моментами при $T \rightarrow T_0$. Для расчета вклада от корреляций примем приближение Орнштейна — Цернике для корреляционной функции в окрестности фазового перехода второго рода ⁽⁵⁾

$$\overline{\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2} = m^2 \frac{\rho}{4\pi r_{12}} \exp\left(-\frac{r_{12}}{R_c}\right), \quad (2)$$

где $\mathbf{m}_1$ и $\mathbf{m}_2$ — магнитные моменты двух однодоменных областей, находящихся на расстоянии r_{12} одна от другой, ρ — среднее расстояние между ферромагнитными областями, R_c — радиус корреляции

$$R_c \approx \rho \left(\frac{kT_0}{|kT - A|} \right)^{1/2} \sim \rho \left(\frac{T_1}{|T - T_0|} \right)^{1/2}; \quad (3)$$

здесь учтено, что

$$A(T) \sim A(T_0) - \frac{A(T_0)}{T_1}(T - T_0).$$

Формула (2) отражает наличие локального упорядочения (кластера) в объеме радиуса R_c .

Допустим, что при данной температуре магнитный момент некоторой высокотемпературной однодоменной области заблокирован. Тогда полный момент окружающего эту однодоменную область объема радиуса R_c вследствие корреляции, согласно уравнению (2), выразится формулой

$$M \approx m n \rho \int_0^{R_c} r dr \sim 1/2 m n \rho R_c^2. \quad (4)$$

Корреляционный радиус ограничен, по крайней мере, величиной r_b — расстоянием между блокированными частицами; в этом случае

$$M(T_0) \sim m \left(\frac{r_b}{\rho} \right)^2 \simeq m q^{-2/3}, \quad (5)$$

где q — доля заблокированных зерен.

Таким образом, в точке перехода величина J_{rt} усиливается, благодаря обменному взаимодействию, в $q^{-2/3}$ раз, т. е. при малых q на несколько порядков. Диполь-дипольные силы могут привести к некоторому снижению эффекта из-за ограничения масштаба продольных длинноволновых флуктуаций величиной ⁽⁶⁾

$$\rho \left(\frac{kT_0}{4\pi m^2 n} \right)^{1/2},$$

что, впрочем, не меняет основного вывода об усилении J_{rt} при $T=T_0$ в силу малости отношения $4\pi m^2 n / (kT_0)$.

Ниже T_0 поляризационный магнитный момент резко падает в силу уменьшения радиуса корреляции; а именно, с учетом (3), (4) имеем

$$M \sim m \frac{T_1}{T_0 - T}, \quad (6)$$

т. е. J_{rt} падает на интервале температур $(T_0, T_{c \min})$ до своего «нормального» значения mq .

При $T \leq T_0$ вследствие установления дальнего порядка, с одной стороны, и влияния диполь-дипольного взаимодействия с другой, в ферромагнетике образуется доменная структура. Поэтому TRM, приобретенная ниже T_0 , будет обычной термоостаточной намагниченностью многодоменных образцов.

Изложенная концепция «расщепления» фазового перехода с образованием в неоднородном ферромагнетике двух физически различных фаз — однодоменной и многодоменной — позволяет дать и качественную интерпретацию явления самообращения PTRM. Для этого заметим, что в области размытия фазового перехода ниже T_0 имеется существенное различие в ходе спонтанных намагниченностей

$$J_{s1} \sim (T_0 - T)^{-1}, \quad J_{s2} \sim (T_0 - T)^{1/2}$$

однодоменной и многодоменной фаз соответственно.

Фактически возникает ситуация, описываемая известной двухкомпонентной моделью ⁽⁷⁾, в которой самообращение намагниченности может совершаться за счет магнитостатического взаимодействия и при учете разности хода спонтанной намагниченности двух фаз; только в настоящем случае условия для появления самообращения еще более благоприятны в силу аномального хода J_{s1} .

Геофизическая обсерватория
Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта
Борок Ярославской обл.

Поступило
2 VI 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. С. Большаков, Б. Н. Мельников, Д. М. Дашевская, Физика Земли, № 6 (1973). ² А. С. Большаков, Б. Н. Мельников, ДАН, т. 243, № 6 (1973). ³ К. Л. Белов, Магнитные превращения, М., «Наука», 1969. ⁴ М. А. Микулинский, ЖЭТФ, т. 55, в. 6 (1968). ⁵ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, § 119, М., «Наука», 1964. ⁶ С. В. Малеев, ЖЭТФ, т. 66, в. 5 (1974). ⁷ Т. Nagata, Магнетизм горных пород, М., «Мир», 1965.