

НАУЧНЫЕ
СООБЩЕНИЯ

УДК 550382.3.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КРИВОЙ
НОРМАЛЬНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ГОРНОЙ ПОРОДЫ

© 1994 г. В. Ю. Сафрошкин, В. И. Трухин

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию 03.09.93 г.

Горные породы содержат, как правило, в своем составе несколько ферримагнитных минералов, взаимодействующих между собой. Однако и в случае, когда ферримагнетизм породы определяется одним минералом, последний вследствие своих структурных особенностей может иметь неоднородное строение и состоять из нескольких различающихся по жесткости магнитных компонент. К этому же приводит наличие генераций зерен большого и малого размеров. Неоднородность состава в пределах одного зерна ферримагнетика определяет спектр потенциальных барьеров и их величины. В магнитном поле Y происходит перемагничивание ферримагнетика, заключающееся в преодолении потенциальных барьеров магнитными моментами ферримагнетика, поэтому форма кривой полевой зависимости остаточной намагниченности $I_r(H)$ зависит от распределения барьеров, а величины коэрцитивной силы и поля насыщения - от высоты барьеров. Основное допущение, принятое в предлагаемом методе анализа $I_r(H)$, состоит в том, что предполагается изотропное распределение потенциальных барьеров в ферримагнитной фракции.

Существуют различные методики экспериментального определения функции распределения ферримагнитных фаз по коэрцитивным силам или критическим полям. В магнетизме горных пород для определения коэрцитивного спектра обычно используется зависимость первой производной $dI_r(H)/dH$ [1], которая называется коэрцитивным спектром. Однако накопленный опыт [2 - 4] показал, что по кривой $dI_r(H)/dH$ не всегда удается разделить фазы с разной коэрцитивностью и определить их H_c . Особенно это трудно сделать в случае, когда фазы слабо различаются по H или когда их несколько. Очевидно, что требуется совершенствование этого метода и создание новых математических методов анализа кривых $I_r(H)$. Методы с лучшей разрешающей способностью позволяют получать информацию о фазовом составе горной породы, избегая нагрева до высоких температур и сопутствующих ему химических изменений ферримагнитной фракции.

В предлагаемом в данной работе методе анализа кривых $I_r(H)$ использован аналитический подход, примененный ранее авторами при спектральном термомагнитном анализе кривых $I_r(T)$ горных пород [5]. Метод спектрального анализа термомагнитных кривых основан на том, что ищется разложение экспериментально полученной зависимости $I_r(T)$ на сумму более простых по форме кривых, каждая из которых является зависимостью $I_r(T)$ чистой фазы с единственной точкой Кюри. Метод обеспечивает высокую точность определения точек Кюри, особенно в случае сложного состава ферримагнитной фракции (более двух ферримагнетиков) и позволяет провести количественный анализ в пределах одного класса минералов.

ОБОСНОВАНИЕ ПРЕДЛАГАЕМОЙ
МЕТОДИКИ ПОЛУЧЕНИЯ
КОЭРЦИТИВНЫХ СПЕКТРОВ
ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ
ГОРНЫХ ПОРОД

Для обоснования предлагаемого метода анализа $I_r(H)$ необходимо рассмотреть теорию коэрцитивных спектров. Возьмем совокупность совершенно одинаковых невзаимодействующих зерен ферримагнетика, имеющих одноосную или кубическую магнитную анизотропию, с изотропным распределением в пространстве осей легчайшего намагничивания. Отдельное зерно характеризуется спонтанной намагниченностью I_s и константой анизотропии $K_u > 0$. Будем считать, что величина изотермической остаточной намагниченности (I_r) зерен ансамбля ферримагнетика, имеющих хаотическую ориентацию осей легкого намагничивания, при мгновенном воздействии магнитного поля H зависят от величины этого поля и описывается функцией $I_r(H)$.

Природные образцы имеют сложный физико-химический состав магнитной фракции. Пусть каждая часть этой фракции характеризуется каким-то определенным значением коэрцитивной силы H_c ($H_c \in [H_c^{\min}, H_c^{\max}]$), где H_c^{\min} и H_c^{\max} - минимальная и максимальная коэрцитивные силы

магнитной фракции образца), формой зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля $I_r(H, H_c)$ и содержанием этой фракции в образце $\varphi(H_c)$ (плотность распределения магнитных фаз).

Будем считать, что намагничивание чистой фазы определяется кривой $I_{ro}(H)$. Под чистой фазой будем подразумевать ансамбль ферромагнитных зерен, имеющих однородный состав и изотропное распределение легких осей. Назовем отношение

$$\frac{I_{ro}(H)}{I_{ro}(H_{\max})} = G(H/H_c) \quad (1)$$

опорной функцией и потребуем, чтобы она была непрерывной и гладкой функцией в рассматриваемом интервале полей.

Физические соображения накладывают на опорную функцию некоторые ограничения:

$$\begin{aligned} \text{а) } G(H/H_c) &= 0 \text{ при } H \leq kH_c \\ &\text{(для однодоменных зерен} \\ &\text{выполняется при } k=1); \\ \text{б) } G(H/H_c) &= 1 \text{ при } H \gg H_c. \end{aligned} \quad (2)$$

Тогда нормальную намагниченность изотропного многофазного образца горной породы можно представить так:

$$I_r(H) = \int_0^H S(H_c) G(H/H_c) dH_c, \quad (3)$$

где $S(H_c)$ – некоторая функция распределения коэрцитивных сил магнитных фаз, назовем ее спектральной.

Выражение (3) – интегральное уравнение Вольтерра первого рода, не сводимое к уравнению второго рода в силу свойства (2а). Оставляя в стороне некорректность данной задачи (проблему устойчивости к входным данным), построим ее решение для спектральной функции $S(H_c)$ ферромагнитного образца.

Пусть $H_i = H_0 + i\Delta H$, где $i = 0, 1, 2, \dots, N$ – экспериментальные точки наблюдения, а $H_0 = H_{\min} = 0$ и $H_N = H_{\max}$ – границы рассматриваемого интервала магнитных полей, причем $\Delta H = \frac{H_N - H_0}{N}$.

Введем дискретизацию по H_c :

$$H_{ck} = H_c^{\min} + k\Delta H, \text{ при } k = 1, 2, \dots, M,$$

$$\text{и } H_c^{\max} = H_{\max} - \Delta H,$$

где $H_c^{\min} = \Delta H$.

Тогда получаем

$$\left(I_r(H_i) = I_i = \sum_{k=1}^M G_{ik} S_k \right) \quad (4)$$

где $S_k = S(H_{ck})$, $G_{ik} = G(H_i/H_{ck})\Delta H$.

Из свойств функции $G(H/H_c)$ и $S(H_c)$:

$$1. S_0 = 0, S_{N+1} = 0.$$

Выражение (4) – линейная система уравнений относительно S_1, \dots, S_N . Ее решение не единственно. Существуют различные методы решения подобной задачи. Мы использовали метод наименьших квадратов (МНК) [6]. Согласно МНК необходимо найти S_1, \dots, S_N , на которых достигается минимум функционал

$$\sum_{i=0}^N \left[I_r(H_i) - \sum_{k=1}^M G_{ik} S_k \right]^2. \quad (5)$$

Приравнявая к нулю частные производные по S_k , получим систему линейных уравнений

$$\sum_{j=1}^M \sum_{i=0}^N G_{ij} G_{ik} S_j = \sum_{i=0}^N G_{ik} I_r(H_i). \quad (6)$$

Решение подобной системы при $M > 1$ неустойчиво по отношению к ошибкам во входных данных. Мы использовали в качестве стабилизатора ограничение на норму коэффициентов S_j .

Выше мы рассматривали намагничивание в постоянном поле H . Воздействие переменного магнитного поля приводит к дезориентации элементарных магнитных моментов, т.е. может рассматриваться как обратный техническому намагничиванию процесс при размагничивании переменным магнитным полем h остаточной намагниченности $I_r(0)$:

$$I_r(h) = I_r(0) - \int_0^h S(H_c) G(h/H_c) dH_c. \quad (7)$$

Поэтому, положив $I_i = I_r(0) - I_r(h_i)$ и $C_{ih} = G \times (h_i/H_{ck})\Delta h$ (где h_i – амплитуда переменного магнитного поля, а Δh – шаг дискретизации), можно применить процедуру (7) для получения коэрцитивных спектров по зависимости $I_r(h)$.

Вид спектральной функции $S(H_c)$ зависит от выбора опорной функции $G(H/H_c)$. Естественно выбрать в качестве $G(H/H_c)$ зависимость, отражающую реальное поведение остаточной намагниченности от внешнего магнитного поля какого-либо ферромагнетика.

В качестве нулевого приближения рассмотрим опорную функцию, по которой производится разложение зависимости остаточной намагниченности от внешнего магнитного поля метричной $I_r(H)$, в виде асимметричной единичной функции (кривая I на рис. 1)

$$G(H/H_c) = U_-(H/H_c - 1). \quad (8)$$

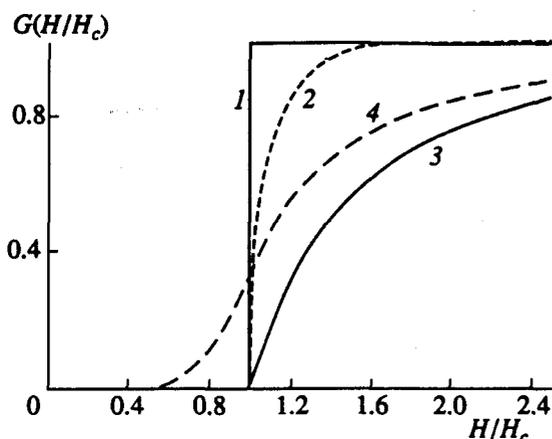


Рис. 1. Опорные функции $G(H/H_c)$ различного вида: 1 – единичная ступенчатая функция; 2 – функция для одноосных ОД зерен, соответствующая выражению (9); 3, 4 – функции, соответствующие выражениям (10) и (12).

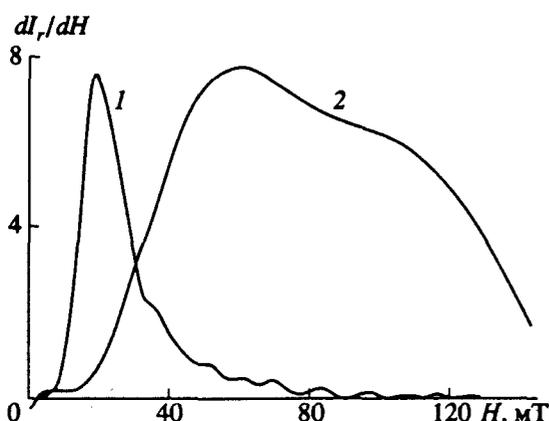


Рис. 2. Зависимость первой производной для $I_r(H)$ океанских базальтов хребта Рейкьянес: 1 – пример узкого максимума на кривой, образец 2775/4; 2 – пример широкого максимума на кривой, образец 2793/6.

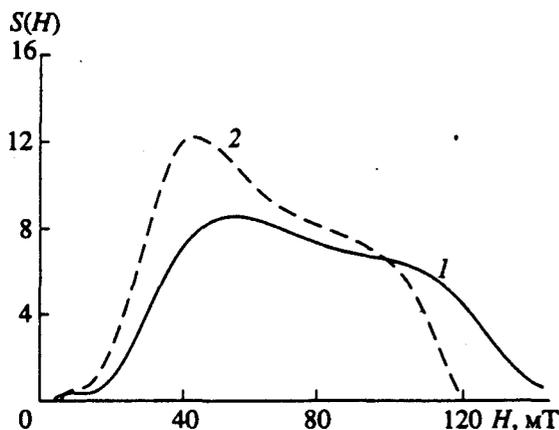


Рис. 3. Пример спектральных зависимостей, рассчитанных с применением опорных функций вида (9) и (10), образец 2793/6.

Тогда, учитывая свойства этой функции, имеем:

$$I_r(H) = \int_0^H S(H_c) U_-(H/H_c - 1) dH_c = \int_0^H S(H_c) dH_c,$$

$$S(H_c) = \left. \frac{dI_r(H)}{dH} \right|_{H=H_c}.$$

Таким образом, использование функции (8) приводит к традиционной методике анализа зависимости $I_r(H)$ – получению коэрцитивного спектра исследуемого ферримагнетика [1], т.е. операция на основе (8) является частным случаем предлагаемой методики. Вследствие ее простоты, она получила значительное распространение [2 - 4]. На рис. 2 приведены в качестве примера зависи-

мости $\frac{dI_r}{dH}(H)$ образцов океанских базальтов хребта Рейкьянес с малой и большой шириной основного максимума. Подобные спектры с трудом поддаются визуальному анализу, и в большинстве случаев можно только оценить ширину основного максимума [2]. Причины этого легко понять, глядя на рис. 3. На нем изображена первая производная кривой $I_r(H)$ (кривая 3), полученной путем суперпозиции экспериментальной зависимости (кривая 1) с той же зависимостью, но с растянутым в 1.7 раза масштабом по оси x (кривая 2). Видно, что максимумы исходных кривых при недостаточном расстоянии между ними сливаются в один (кривая 3).

Ограничения данного способа становятся ясны при рассмотрении физического обоснования опорной функции (8). Она описывает процесс намагничивания совокупности одинаковых однодоменных зерен с параллельной ориентацией осей легкого намагничивания. В данном случае степень возможной магнитной анизотропии максимальна. Однако известно, что большинство горных пород имеет небольшую магнитную анизотропию. Нами были рассчитаны простейшие опорные функции для изотропных моделей – однодоменных зерен с одноосной анизотропией и многодоменных зерен, имеющих одинаковые H_c . В первом случае используется функция, предложенная А.Н. Некрасовым:

$$G(H/H_c) = \sqrt{\frac{1}{3} \left[\left(\frac{H}{H_c} \right)^2 - 1 \right] \left[\frac{1}{3} + \frac{8}{3} \left(\frac{H_c}{H} \right)^2 \right]}. \quad (9)$$

На рис. 3 приведен результат анализа с использованием (9). Во втором случае функция имеет вид:

$$G(H/H_c) = 1 - (H_c/H)^2. \quad (10)$$

Ее обоснование можно найти в [1] и [7]. Результаты анализа с использованием (10) приведены на рис. 3, штриховая линия.

Использование функций (9) и (10) изменяет вид коэрцитивных спектров и вносит дополнительную информацию в получаемые результаты. Следующим шагом было бы использование $G(H/H_c)$ ансамбля ферромагнитных зерен с некоторым типичным распределением относительного вклада зерен в общую I_r в зависимости от их H_c . В работе [10] приводятся экспериментальные данные и их анализ, свидетельствующие о том, что распределение H_c и магнитной восприимчивости χ в горных породах подчиняются логнормальному закону, имеющему вид:

$$W(x) = (\sqrt{2\pi}\sigma x)^{-1} \exp(-0.5 (\ln x/\sigma)^2), \quad (11)$$

где $x = H_c/H^*$. Если бы были известны σ и H^* , то при помощи (9) или (10) можно было бы построить более оптимальную $G(H/H_c)$.

Мы попытались построить $G(H/H_c)$ с удовлетворительными свойствами путем аппроксимации большого количества экспериментально полученных кривых. Исключительно хорошее совпадение с зависимостями $I_r(H)$ образцов, имевших узкий максимум на кривой первой производной, имела функция вида:

$$G(H/H_c) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0.5, \\ (2H/H_c - 1)^2/3 & \text{при } 0.5 < x < 1, \\ 1 - 2(H_c/H)^2/3 & \text{при } x \geq 1. \end{cases} \quad (12)$$

Большинство анализов было выполнено с ее помощью. Применение опорной функции (12) в сравнении с другими функциями дает наилучшее разрешение близко расположенных фаз. Построенная с ее помощью спектральная функция (сплошная линия на рис. 4) дает разрешение на два максимума, в отличие от первой производной (кривая 3) в описанном ранее случае численного моделирования присутствия двух фаз.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДИКИ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА КРИВОЙ НОРМАЛЬНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Экспериментальные результаты для природных образцов горных пород были получены на вибрационном магнитометре, имеющем цифровой выход и линию связи с ЭВМ.

Для проверки эффективности метода он был применен к зависимостям $I_r(H)$ образцов морских

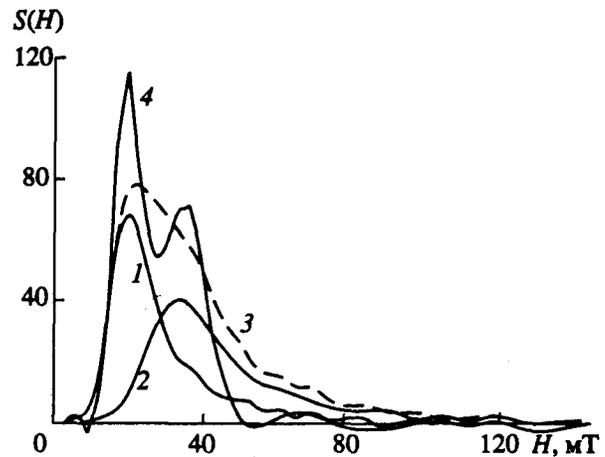


Рис. 4. Пример модельного расчета: 1 – зависимость dI_r/dH экспериментальной кривой $I_r(H)$ образца 2775/4; 2 – зависимость dI_r/dH кривой $I_r(H)^*$, полученной из первоначальной кривой путем увеличения масштаба по оси X в 1.7 раза; 3 – зависимость dI_r/dH суммы кривых $I_r(H)$ и $I_r(H)^*$; 4 – спектральная зависимость $S(H)$ суммы кривых $I_r(H)$ и $I_r(H)^*$.

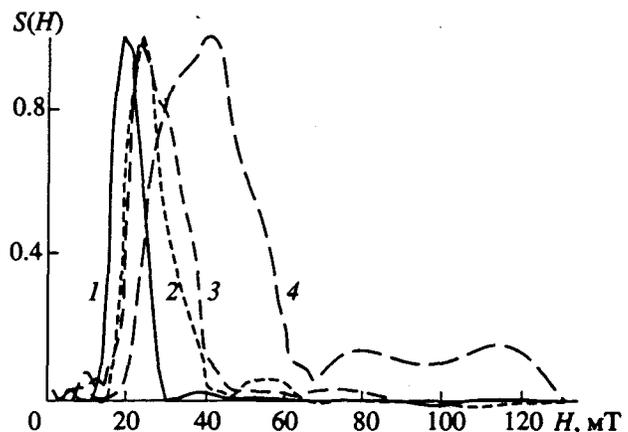


Рис. 5. Спектральные зависимости $S(H)$ базальтов хребта Рейкьянес: 1, 2, 3, 4 – образцы 2775/4, 2750/3, 2793/3 и 2793/4а соответственно.

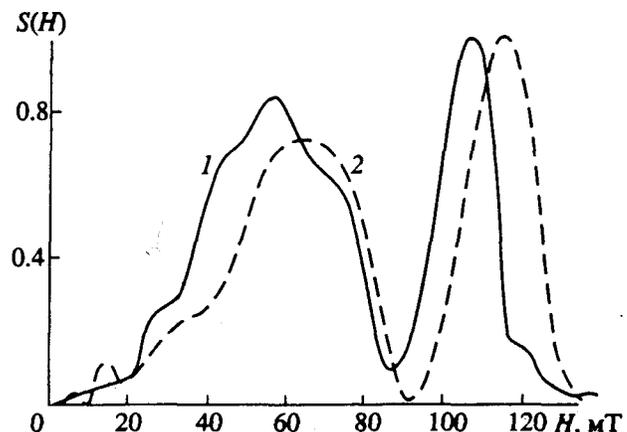


Рис. 6. Спектральные зависимости $S(H)$. 1, 2 – образцы 2793/6 и 2793/2 соответственно.

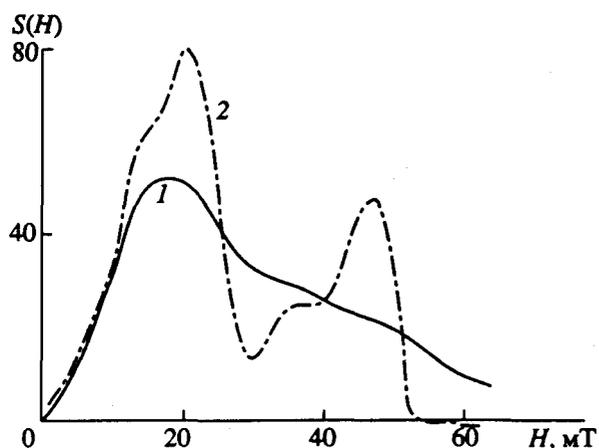


Рис. 7. Спектральная зависимость образца кимберлита Якутии. 1 – Ранее опубликованная зависимость dI_r/dH , 2 – спектральная зависимость $S(H)$.

скважинных базальтов хребта Рейкьянес (Северная Атлантика). На рис. 5 и 6 приведены результаты СА с использованием опорной функции (12). Спектральные функции на рис. 5 имеют более простой вид, одна фаза на них преобладает над остальными. Узкий максимум свидетельствует о хорошем соответствии опорной функции (12) реальным зависимостям $I_r(H)$ горных пород, с пре-

обладанием основной фазы. Магнитостатическое взаимодействие между зернами может приводить к уширению наблюдаемого спектра. Параметры петли гистерезиса и точки Кюри пород данной коллекции приведены в табл. 1. По данным термомагнитного анализа все образцы имели признаки однофазного окисления.

На рис. 6 приведены примеры спектров, показавших наличие двух основных фаз, различающихся по коэрцитивной силе. Сравнивая с рис. 2, на котором имеется спектр того же образца 2793/6, полученный по методике [1], можно заметить, что наш метод дает лучшую разрешающую способность. Помимо приведенных на рисунках, двухфазные спектры имели также образцы 2750/2 и 2750/7. Из табл. 1 видно, что данные образцы имеют завышенные точки Кюри в исходном минералогическом состоянии. Как известно, низкотемпературное окисление титаномагнетита повышает его точку Кюри, поэтому если изливавшаяся магма имела сходный состав, то эти образцы должны быть окислены в большей степени. Мы предполагаем, что причиной повышенной H_{cr} (см. табл. 1) и наличия второй фазы на зависимости $S(H)$ является повышенная неоднородность ферримагнитных минералов, вызванная их однофазным окислением.

Таблица 1

| Номер образца | Точка Кюри, °С | $I_s, 10^3$ А/м | $\frac{I_{rs}}{I_s}$ | $H_{cr},$ мТ |
|---------------|----------------|-----------------|----------------------|--------------|
| 2750/1 | 195 | 1.75 | 0.21 | 18.5 |
| 2750/2 | 220 | 0.50 | 0.30 | 87.0 |
| 2750/3 | 180 | 2.20 | 0.32 | 24.0 |
| 2750/5 | 180 | 1.90 | 0.33 | 22.0 |
| 2750/6b | 195 | 2.40 | 0.16 | 17.0 |
| 2750/7 | 240 | 0.42 | 0.31 | 95.0 |
| 2775/4 | 140, 200 | 2.00 | 0.27 | 19.5 |
| 2793/1 | 170 | 1.80 | 0.26 | 19.0 |
| 2793/2 | 240 | 0.26 | 0.24 | 84.0 |
| 2793/3 | 150 | 2.30 | 0.36 | 24.0 |
| 2793/4a | 210 | 1.50 | 0.41 | 70.0 |
| 2793/4b | 160 | 2.10 | 0.32 | 21.5 |
| 2793/6 | 270 | 0.50 | 0.30 | 80.0 |

Для сравнения результатов нашего метода с прошлым опытом разделения содержащихся в горных породах ферримагнитных фаз по их коэрцитивным спектрам мы воспользовались опубликованными в работах [8, 9] данными. Исходные кривые изображены на рис. 7-8 штриховой линией. Они имеют большую величину случайной погрешности. Для ее снижения мы применили процедуру, основанную на минимизации вариаций второй производной. Восстановленные таким образом данные изображены сплошной линией. Спектральные функции, рассчитанные по нашему методу, изображены штрих-пунктирной линией. Можно заметить, что большинство максимумов на исходных кривых находится на уровне погрешности измерений и расчета, а существенной их особенностью является лишь уширение основного максимума, по-видимому, совпадающее с увеличением количества содержащихся ферримагнитных фаз.

К сожалению, наш анализ из-за несовершенства опорной функции (12) не позволяет уверенно диагностировать большое число фаз с близкими H_c , однако две или несколько фаз уверенно разделяются, если отношение их H_c между собой больше 1.7. В работе [8] высказано предположение, что максимумы на рис. 8 соответствуют исходному титаномагнетиту (менее жесткая фаза) и

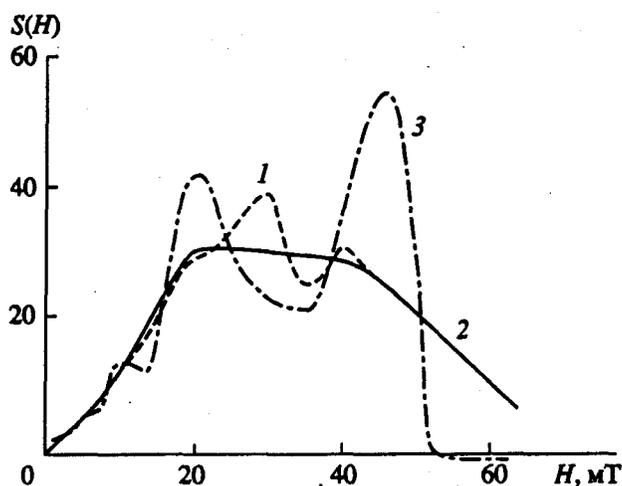


Рис. 8. Спектральная зависимость образца железорудного месторождения Ковдор. 1 – Ранее опубликованная зависимость dI_p/dH , 2 – зависимость dI_p/dH с уменьшенной ошибкой, 3 – спектральная зависимость $S(H)$.

содержащимся в нем тельцам распада твердого раствора (более жесткая фаза), близким по составу к магнетиту. Сходная интерпретация дается зависимости на рис. 7: менее жесткая компонента – исходный пикроильменит с относительно низким содержанием гематитовой компоненты; более жесткая компонента – структуры распада, обогащенные гематитом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенный метод спектрального анализа кривой нормального намагничивания дает возможность безнагревным способом установить число содержащихся в образце горной породы ферромагнитных фаз с различной коэрцитивной силой и вклад каждой фазы в суммарную I_s . Несмотря на трудность физической интерпретации выявленных фаз, метод имеет важное значение для проведения классификации горных пород магнитными методами. Дальнейшее изучение степени отклонения экспериментальных данных

от опорной функции $G(H/H_c)$ позволит получить оценку наиболее типичных параметров распределения σ и H^* ферромагнитных фаз основных видов горных пород.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кочегура В.В., Розенталь И.В. Коэрцитивные спектры различных видов остаточной намагниченности // Магнетизм горных пород и палеомагнетизм 1968 г. Москва: Ин-т физики Земли АН СССР, 1969.
2. Максимочкин В.И., Жилева ВА., Сафрошкин В.Ю., Кудрявцева ГЛ. Исследование стадийности окисления ферришпинелей магнитоминералогическими методами // П Всесоюзный съезд "Постоянное геомагнитное поле и магнетизм горных пород", Тбилиси, 1981. Ч. 2. С. 76.
3. Трухин В.И., Жилева ВА., Сафрошкин В.Ю. и др. Магнетизм пород из кимберлитовых трубок Якутии // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1984. J* 9. С 57 - 70.
4. Ясонов П.Г. Методика магнито-минералогических исследований (на примере красноцветных отложений верхней перми и нижнего триаса востока Русской плиты). Автореферат канд. дисс. М.: ИФЗ АН СССР, 1981.
5. Иванов А.П., Сафрошкин В.Ю., Трухин В.И., Некрасов А.Н. Спектральный термомагнитный анализ горных пород // Физика Земли. 1992. № 3. С. 62-71.
6. Алгоритмы и программы восстановления зависимостей / Под ред. Вапника В.Н. М.: Наука, 1984. 816с.
7. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практическое применение. М.: Мир, 1987. 419с.
8. Жилева ВА., Кудрявцева ГЛ., Сергеева Н.Е. Зависимость коэрцитивных спектров от особенностей состава и структуры ферромагнетиков // Геомагнетизм и аэрономия. 1974. J* S. С. 892 - 898.
9. Барсанов ГЛ., Гаранин В.К., Жилева ВА., Лапин А.В., Кудрявцева ГЛ. Коэрцитивные спектры ильменитов из кимберлитов // Изв. АН СССР. Сер. геологическая. 1977. № 4. С. 97 -108.
10. Lasham A.G., Harding KL., Lapointe P., Morris WA. On the lognormal distribution of oxides in igneous rocks, using magnetic susceptibility as a proxy for oxide mineral concentration // Geophys. J. 1989. V. 96. P. 179 -184.