

СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ВИДОВ
НАМАГНИЧЕННОСТИ МАГНЕТИТА
В ОКРЕСТНОСТИ ИЗОТРОПНОЙ ТОЧКИ

Одной из особенностей магнетита — самого распространенного в природе магнитного минерала — является существование при некоторой температуре, порядка -160°C , фазового перехода II рода. В самой точке перехода, называемой часто температурой аллотропического превращения T_a , фазы неразличимы, а при удалении от нее свойства и температурная зависимость параметров фаз существенно различны. Такие характеристики вещества, как удельная теплоемкость и удельное электрическое сопротивление, стремясь к своим пределам при T_a , испытывают скачки с разных сторон от нее. Изучая температурную зависимость этих параметров, по их экстремумам можно фиксировать температуру аллотропического превращения T_a .

Другая особенность магнетита состоит в том, что первая константа кристаллографической магнитной анизотропии при определенной температуре переходит через нуль. Эта температура (T_K) называется изотропной точкой. Как известно, при T_K магнитная восприимчивость χ имеет максимальное значение, а коэрцитивная сила H_c , наоборот, минимальна [1]. Экспериментально изотропная точка T_K может быть определена как температура, при которой наблюдаются экстремальные значения χ и H_c .

Существование особых точек T_a и T_K обусловлено разными физическими процессами, происходящими в магнетите при низких температурах: T_a — связана со структурными изменениями, обратимыми при изменении температуры [2], а T_K — с минимумом энергии кристаллографической магнитной анизотропии при этой температуре, т.е. с аномалиями магнитных свойств. Естественно ожидать различия, несовпадения T_a и T_K . Однако в литературе нет единой точки зрения по этому поводу. Так, в работе [3], например, сравниваются результаты экспериментов, выполненных в разное время разными исследователями с неодинаковой точностью, при

этом делается вывод о неразличимости T_K и T_A . Поэтому представляется необходимым одновременное определение T_A и T_K с достаточно подробным шагом по температуре. На рис. 1 показаны зависимости электрического сопротивления (R) и магнитной восприимчивости (χ) от температуры для одного из образцов магнетита. Как видно из рисунка, $T_K = -145^\circ\text{C}$, а $T_A = -158^\circ\text{C}$. Из десяти изученных нами образцов магнетита, различающихся по своим магнитным параметрам, не оказалось ни одного, для которого бы $T_K = T_A$. Различие между T_K и T_A составляло от 8 до 15° (при точности измерения 3°), при этом всегда T_A ниже T_K . Таким образом, данные подтверждают мнение о том, что T_A и T_K — физически различные температуры.

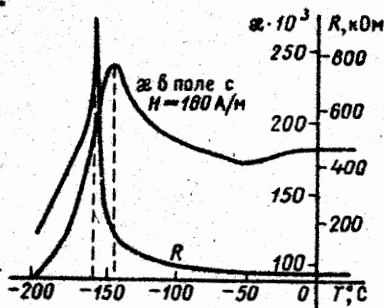


Рис. 1.

Ранее было показано, [1, 4] что о существовании изотропной точки магнетита связаны также явления, как низкотемпературная магнитная "чистка", явление "памяти" остаточной намагниченности, возникновение переходной термоостаточной намагниченности J_{T1} и т.д. В данной работе делается попытка экспериментального исследования свойств некоторых видов намагниченности вблизи T_K — выше и ниже ее. Нижняя граница температуры, при которой проводятся исследования, не должна быть менее T_A для возможности сравнения свойств в пределах одной структурной фазы, а именно кубического магнетита. Как известно, ниже T_A магнетит имеет орторомбическую решетку. Результаты такого рода экспериментов, проводимых впервые, могут пролить свет на природу "памяти" остаточной намагниченности — основного носителя информации о палеомагнитной предистории горной породы.

Изучение мгновенной остаточной намагниченности $J_T(T_0)$ (T_0 — некоторая фиксированная температура), термоостаточной J_{T1} и остаточной намагниченности намагничивания J_{T2} проводилось на образцах магнетита, приготовленных в виде призм размером

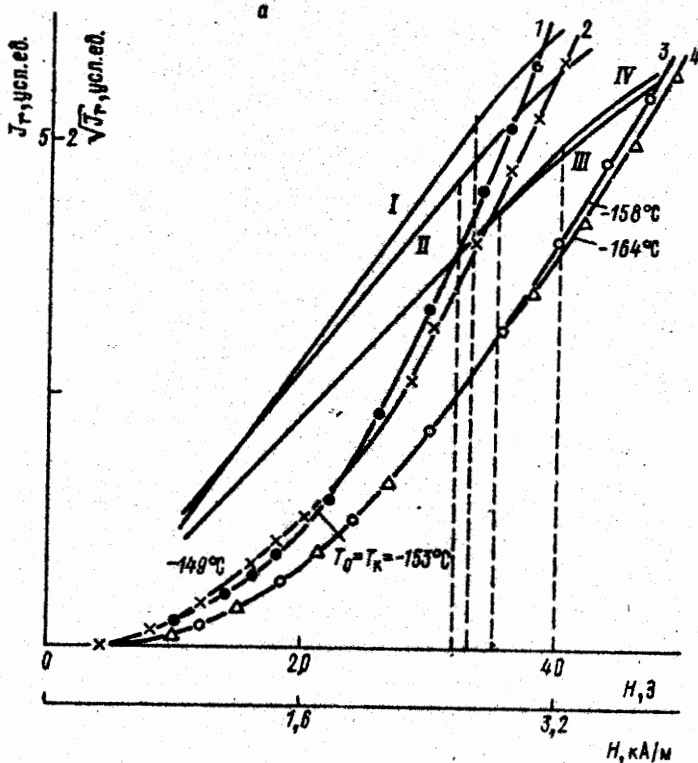
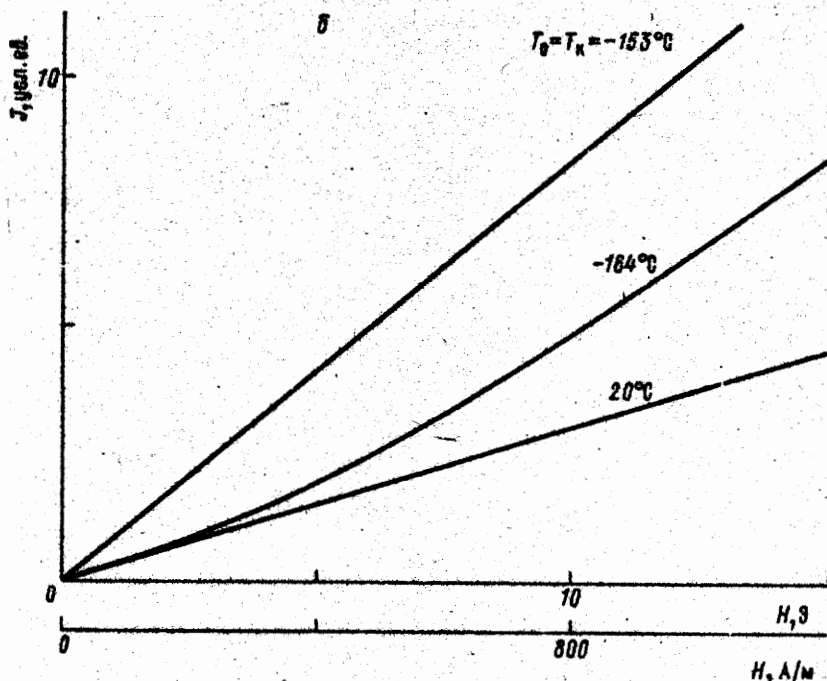


Рис. 2.

5 × 5 × 50 мм. Измерения велись на астатическом термоманометре, цена деления которого $\epsilon = 0,16 \text{ эд. / мм.}$ Относительная погрешность измерения остаточной намагниченности составляла 1%, индуктивной — не более 5%. Для измерения магнитных параметров при низких температурах использовалась установка регулировки и контроля температур, описанная в работе [5]. Установка позволяет изучать как температурные зависимости магнитных характеристик в интервале температур от -196°C до $+20^\circ\text{C}$, так и свойства намагниченности при фиксированных температурах T_0 . Устройство снабжено соленоидными эллипсоидальной формы, позволяющими получать с высокой степенью однородности как переменные, так и постоянные магнитные поля. Постоянная этих соленоидов $K = 16 \text{ эд./А}$ (1280 (А/м)/А).



Так как нагревание образцов на воздухе может приводить к необратимым минералогическим изменениям, то сначала проводились все эксперименты с исходным абсолютным нулевым состоянием и лишь после этого с нулевым.

Для изучения зависимости мгновенной остаточной J_r (или полной J) намагниченности от величины намагничивающего поля H образец помещался внутри одного из двух эллипсоидальных соленоидов. Соленоиды предварительно размещались так относительно нижнего магнита астатической системы магнитометра, чтобы они не оказывали влияния на положение нуля шкалы при включении магнитного поля. Затем устанавливалась требуемая температура и производилось размагничивание образца переменным магнитным полем. Далее зависимости $J_r(H)$ и $J(H)$ снимались по обычной методике получения кривой технического намагничивания при ком-

натной температуре. На рис.2 показаны такие зависимости для разных температур T_0 . Рис.2, а дополнен кривыми $\sqrt{J_r} = f(H)$ для тех же температур. Эти зависимости (I-IV) получены путем перестроения соответствующих кривых (1-4).

Как известно, в области Рэлея на кривой технического намагничивания значения $\sqrt{J_r}$ линейно зависят от H [6]. По отклонению от линейности можно определить верхнюю границу области Рэлея H_R . В полях, больших H_R , процессы перемагничивания осуществляются не только вследствие смещения доменных границ, но и в результате поворота вектора спонтанной намагниченности J_s . Граница области Рэлея, отмечена на рис.2, а вертикальными пунктирными линиями. Ниже для разных температур приведены значения H_R , определенные для одного из магнетитовых образцов:

$T_0, ^\circ\text{C}$	+20	-149	-153	-158	-164
$H_R, \text{Э}$	53	32	38	40	35
$H_R, \text{кА/м}$	4,24	2,56	3,04	3,2	2,8

Видно, что в окрестности изотропной точки область Рэлея сужается по сравнению с комнатной температурой в 1,3-1,5 раза. Кривые полной мгновенной намагниченности в окрестности идут выше кривой $J=f(H)$ для $T_0 = 20^\circ\text{C}$ (рис.2, б). Эти результаты могут служить подтверждением факта понижения в окрестности T_K потенциальных энергетических барьеров, контролируемых энергией кристаллографической магнитной анизотропии. Магнитное состояние магнетита в окрестности T_K при изображении его на фазовой диаграмме Прейзаха отобразится увеличением плотности эффективных частиц в области малых полей, т.е. вблизи начала координат. Сокращение области Рэлея говорит о более раннем "входе" в процесс намагничивания вращения вектора J_s .

Известно, что нормальная остаточная намагниченность, образованная в некотором поле H_1 , разрушается переменным магнитным полем, по амплитуде равным H_1 . Это свойство присуще нормальной намагниченности при условии, что время, прошедшее с момента намагничивания до воздействия на образец переменным полем, мало. Представляет интерес проверка этого свойства для магнетита в окрестности T_K .

На одном из образцов после предварительной подготовки (приведение в нулевое состояние и т.д.) создавалась $J_r(T_0)$ в

поле с $H = 44 \text{ Э}$ ($3,52 \text{ кА/м}$). Результаты размагничивания образца переменным магнитным полем при этой же температуре T_0 приведены на рис.3. Как видно из него, указанное свойство нормаль-

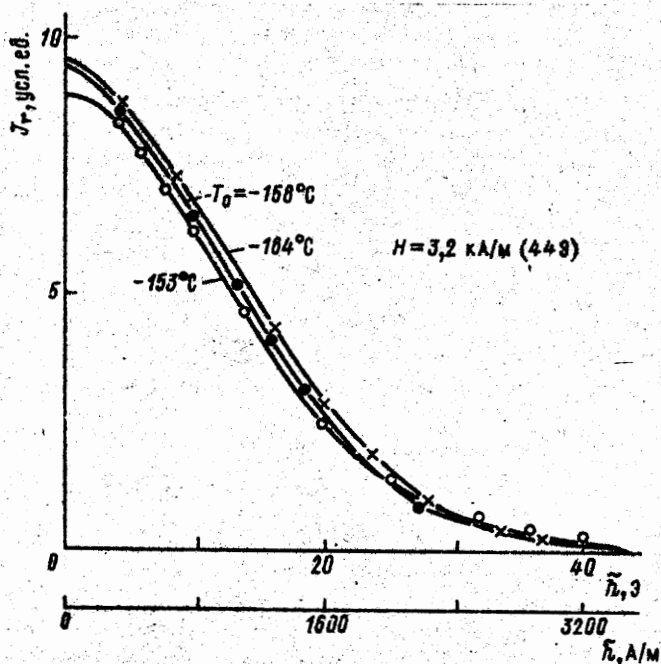


Рис.3.

ной намагниченности в пределах погрешности измерений присуще и для мгновенной остаточной намагниченности $J_r(T_0)$. Любопытно отметить, что величина $J_r(-153^\circ\text{C})$, т.е. $J_r(T_K)$, меньше величин $J_r(-158^\circ\text{C})$ и $J_r(-164^\circ\text{C})$, в то время как полная мгновенная намагниченность $J(T_K)$, наоборот, больше значений $J(-164^\circ\text{C})$ и $J(+20^\circ\text{C})$ (см. рис.2,б).

Сравнение относительной стабильности J_{r1} и J_{r2} магнетита к воздействию переменного магнитного поля при низких температурах дало неожиданный результат. При комнатной температуре, как известно, J_{r1} стабильнее к воздействию \tilde{H} , чем J_{r2} [7]. На одном из образцов ($T_K = -158^\circ\text{C}$) создавалась J_{r1} в поле с $H = 18 \text{ Э}$ ($1,44 \text{ кА/м}$). Снималась кривая размагничивания переменным магнитным полем (рис.4, кумулятивная J_{r1}). Снова созда-

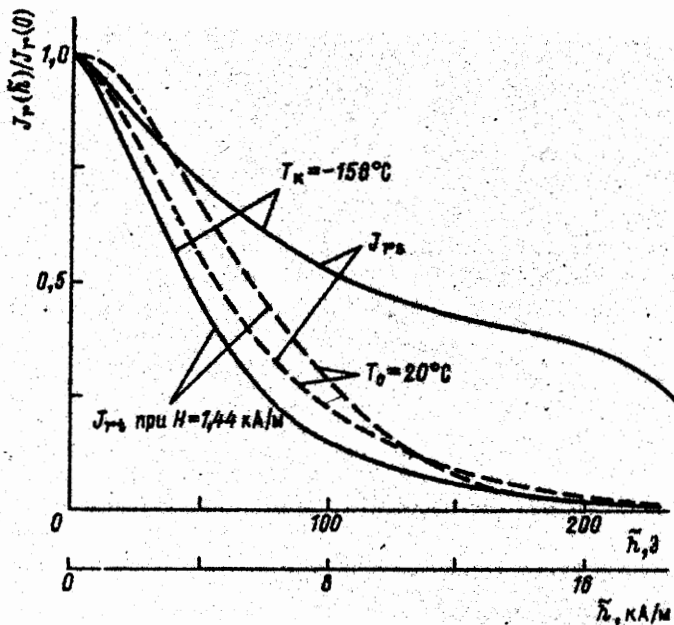


Рис. 4.

вадась $J_{r\bar{t}}$ (18 Э). Образец помещался в приставку, устанавливалась температура -158°C и снималась кривая $J_{r\bar{t}}(\bar{H})/J_{r\bar{t}}(0)$ (рис. 4, сплошная кривая $J_{r\bar{t}}$). То же самое проделывалось с образцом, имеющим $J_{r\bar{s}}$, причем $J_{r\bar{t}}$ (18 Э) $\approx J_{r\bar{s}}$ (сплошная и пунктирная кривые $J_{r\bar{s}}$). Как видно из рис. 4, при комнатной температуре, действительно, выполняется классическое соотношение стабильностей $J_{r\bar{t}}$ и $J_{r\bar{s}}$ к воздействию \bar{H} . В изотропной же точке T_k картина оказалась противоположной: $J_{r\bar{s}}$ значительно стабильнее равной ей $J_{r\bar{t}}$.

Согласно существующим представлениям о многодоменном магнетите при охлаждении образца до T_k разрушается нестабильная к низким температурам компонента любой намагниченности, за которую ответственна магнитомягкая матрица. При этом остается стабильная часть, связанная в случае $J_{r\bar{t}}$ и $J_{r\bar{s}}$ в основном с субоднодоменными областями [8, 9]. И эти, стабильные к низким температурам компоненты $J_{r\bar{t}}$ и $J_{r\bar{s}}$ обнаруживают при T_k неодинаговую устойчивость к разрушению переменным магнитным по-

лем. Казалось бы, напрашивается вывод, что образование стабильных частей J_{T1} и J_{T2} принципиально различно и связано с разными потенциальными энергетическими барьерами, преодолеваемыми при обдании этих намагниченностей. Однако такой вывод в настоящий момент представляется преждевременным. Для его подтверждения или опровержения необходимы дополнительные доказательства. На данном этапе можно лишь констатировать, что комбинированное воздействие низких температур и переменного магнитного поля обнаруживает более высокую устойчивость остаточной намагниченности насыщения магнетита к этим факторам, чем термостабильной намагниченности.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Область Раля в окрестности изотропной точки магнетита уже, чем при комнатной температуре.
2. Мгновенная остаточная намагниченность, образованная при некоторой температуре T_0 в окрестности T_K в постоянном поле H , разрушается при T_0 переменным полем \tilde{H} , по амплитуде равным H .
3. В окрестности T_K J_{T2} стабильней к воздействию \tilde{H} , чем J_{T1} .

Указатель литературы

1. Nagata T., Ozima M., Yama-ai M. Demonstration of the production of a new type of remanent magnetization increased type of thermoremanent magnetization. - Nature, 1963, vol. 197, N 4866, p.444-445.
2. Петров И.Н., Металлова В.В. Магнитное состояние магнетита после низкотемпературной обработки. - Изв.АН СССР, сер. Физика Земли, 1972, в 9, с.104-107.
3. Белов К.П. Магнитные превращения. М., 1959, с.220-225.
4. Петров И.Н., Металлова В.В. Природа переходной термостабильной намагниченности. - В кн.: Вопросы геофизики. Вып. 23, Л., 1973, с.12-52.
5. Металлова В.В., Петров И.Н. Измерение магнитных свойств горных пород при низких температурах с помощью астатического

- термомагнитометра. - В кн.: Тезисы докл. VII сессии семинара по проблемам построения и использования магнитометрической аппаратуры. Л., 1968, с.8-9.
6. Вонсовский С.В. Современное учение о магнетизме, 1952, с.314-315.
 7. Rimbert F. Contribution à l'étude de l'action de champs alternatifs sur les aimantations remanentes des roches. Thèses. Paris, 1958, p.126-135.
 8. Kobayashi K., Fuller M. Stable remanence and memory of multi-domain materials with special reference to magnetite. - Philos. Mag., 1968, vol.18, p.153-161.
 9. Петров И.Н., Металлова В.В. О состоянии магнетомягкой матрицы магнетита при термомономгнитизации. - В кн.: Матер. X съезда по пост. геом. полю и палеомагнетизму. М., 1976, с.74-75.

УДК 550.837

В.Т.Ильин, Е.К.Ильина

ХАРАКТЕРИСТИКА НЕКОТОРЫХ ВИДОВ НЕПОЛЯРИЗУЮЩИХСЯ ЭЛЕКТРОДОВ

Многочисленные современные методы электроразведки, направленные на решение самых разнообразных задач, создание новой высокочувствительной аппаратуры определяют необходимость внимательного подхода к выбору и применению существующих неполяризуемых электродов и созданию новых их видов. В настоящее время существует широкий выбор лабораторных электродов сравнения, применяемых в электрохимии, исследовании которых посвящена обширная литература. В практике полевых геофизических работ используются главным образом медные неполяризуемые электроды. Они в достаточной степени изучены и удобны в обращении [1]. Другие виды неполяризуемых электродов применяются эмпирически, часто без учета их характеристик и особенностей.