

УДК 550.83

ЗАВИСИМОСТЬ ОРИЕНТАЦИОННОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ОСАДОЧНЫХ ГОРНЫХ ПОРОД ОТ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

©2000г. В. А. Шашканов

НИИ физики Санкт-Петербургского государственного университета

Поступила в редакцию 27.04.98 г.

Изучены полевые зависимости ориентационной намагниченности в интервале магнитных полей осаждения 0-48 Э для искусственных осадков, магнетик которых был предварительно термонамагничен. Установлены как важные закономерности процесса ориентационного намагничивания осадков, так и особенности термонамагничивания ансамбля тонких частиц магнетита.

Ключевые слова: ориентационная намагниченность, искусственные осадки, частицы магнетита.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема комплексного изучения строения и эволюции земной коры неразрывно связана с палеомагнитным исследованием осадочных горных пород. Осадочные породы являются важным источником палеомагнитной информации по фанерозою. Так, практически только осадочные породы предоставляют возможность детального изучения вариаций палеополя. Естественно, что при палеомагнитном исследовании осадков необходимо иметь уверенность в базовых методах палеомагнетизма, т.е. в методах извлечения информации о палеополе из осадочных горных пород. Лавинообразно увеличивающийся интерес к проблеме величины древнего поля (палеонапряженности $J_{др}$) в случае палеомагнитных исследований осадочных пород приводит, однако, к пониманию, что физика их намагничивания в настоящее время выяснена еще далеко не достаточно и современные практические работы с осадками не обеспечены необходимой изученностью и наличием строгих представлений об их магнитном состоянии.

Высокая потенциальная палеомагнитная информативность осадочных горных пород делает необходимым углубленное изучение их магнитных свойств и процессов ориентационного намагничивания. Наиболее перспективным направлением в исследованиях их магнетизма является изучение осадков, созданных в контролируемых внешних условиях, т.е. искусственных осадков. Создание искусственных осадков довольно представительно моделирует процесс образования и намагничивания осадочной породы в природе. К настоящему времени в рамках таких исследований изучен ряд аспектов процесса лабораторного ориентационного намагничивания (в частности, переосаждения) осадочных горных пород. Среди них - зависимости ориентационной остаточной

намагниченности от таких факторов, как температура среды осаждения, концентрация магнетика в исходном материале, высота столба жидкости при порционной заливке смеси, водонаполненность исходного материала (смеси) осадка, ионный состав воды, использованной для переосаждения и др. [Большаков, 1989; Малахов, 1982; Палеомагнитология..., 1982; Verozub, 1977]. Все эти факторы определяют так называемые "условия седиментации".

Однако наиболее важному направлению исследований - изучению полевых зависимостей ориентационного намагничивания $J_{то}(J)$. До сих пор уделялось недостаточно внимания. Безусловно, это вызвано высокой трудоемкостью подобных исследований; в то же время именно это направление открывает самые широкие перспективы в раскрытии физических сторон процесса формирования детритового магнитного состояния в целом.

Работы последних лет в геомагнитной лаборатории кафедры физики Земли СПбГУ [Шашканов, 1989; Новоселов, 1989; Шашканов, 1989б; Шашканов, Новоселов, 1989; Смирнов 1990; Смирнов, 1991; Новоселов, 1991; Шашканов, 1993; Шашканов, 1994; Шашканов, 1995; Смирнов, 1995; Костеров, 1996; Шашканов, 1982] показали, что кроме условий седиментации, на характер ориентационного намагничивания принципиальное влияние оказывает собственное исходное магнитное состояние магнитных частиц осаждающегося материала. Так, в работе [Шашканов, 1989б] проведено сравнительное изучение полевых зависимостей $J_{то}(H)$ "магнетитовых" осадков (будем называть так осадки, магнетик которых - исключительно частицы магнетита) для двух исходных магнитных состояний осаждаемой смеси: нормально намагниченной в поле 200 Э и намагниченной до насыщения (J_{∞} -состояние). Величины

поля осаждения изучены в интервале от 0 до 2 Э. Сделан вывод, что предельная намагниченность $I_{\max}$ и величина хаотизирующего поля $H_{\text{вз}}$ ориентационных процессов, аппроксимируемых функцией Ланжевена $L(H/H_{\text{вз}})$: $I_{ro}(H) = I_{\max} L(H/H_{\text{вз}}) \equiv I_{\max} \{ \text{cth}(H/H_{\text{вз}}) - (H_{\text{вз}}/H) \}$, возрастают с ростом моментов осаждаемых частиц (рис. 1). (Параметр хаотизации $H_{\text{вз}}$ ланжевенского процесса, определяющий относительную скорость развития процесса с ростом поля H , назван нами характеристическим полем, или полем магнитного взаимодействия частиц).

В работе [Смирнов, 1995] приведены результаты создания в малом магнитном поле ($H_0 = 0.54$ Э) искусственных осадков на основе двух групп магнитных частиц для такого исходного магнитного состояния, как предварительное термонамагничивание порошка магнетика в заданном поле H_i – в зависимости от величины поля H_i . Из полученных зависимостей $R_d(H_i)$ “начальной” скорости процесса $I_{ro}(H)$ от поля H_i видно, что эта скорость ($R_d = I_{ro}(H_0)/I_{ri}(H_0)$, где $I_{ri}(H_0)$ – идеальная намагниченность, созданная на соответствующем осадке в постоянном поле H_0) вплоть до полей $H_i = 5$ Э остается постоянной (равной единице), и лишь затем начинает увеличиваться (рис. 2).

На основе этих результатов были сформулированы кластерная модель магнетика и кластерная теория ориентационного намагничивания осадочных горных пород [Новоселов, 1989; Шашканов, 1989б; Смирнов, 1990; Смирнов, 1991; Шашканов, 1993; Смирнов, 1995]. Согласно кластерной теории, для полевой зависимости ориентационной намагниченности $I_{ro}(H, H_i)$ осадка с магнетиком, предварительно термонамагниченным в магнитном поле H_i , осажденного в поле H , имеет место:

$$I_{ro}(H, H_i) = J_{\max}(H_i) L(H/H_{\text{вз}}), \quad (1)$$

где $H/H_{\text{вз}}$ – аргумент функции Ланжевена (или “кучность” $K \equiv H/H_{\text{вз}}$), он выражает отношение магнитной энергии mH частиц с моментами m в ориентирующем поле (поле осаждения H) к их энергии $mH_{\text{вз}}$ в поле хаотизации процесса $H_{\text{вз}}$, обусловленном полем реальных магнитных взаимодействий частиц в кластерах, $J_{\max}(H_i)$ – это намагниченность осадка, отвечающая полному выравниванию магнитных моментов всех его магнитных частиц по полю осаждения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Задачей настоящего исследования было изучение взаимосвязи процесса ориентационного намагничивания с видом и “качеством” магнитного состояния многодоменных частиц осаждаемого магнетика. Наши предыдущие исследования осадков показали, что осаждение является очень

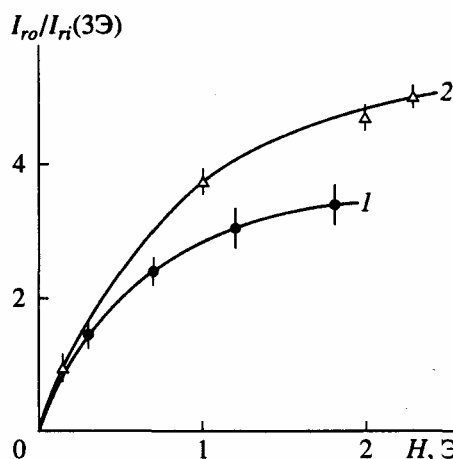


Рис. 1. Примеры ланжевенской аппроксимации ориентационных процессов в искусственных магнетитовых осадках с различным исходным магнитным состоянием осаждаемого материала: 1 – материал нормально намагничен в поле $H = 200$ Э; 2 – этот же материал намагничен до насыщения.

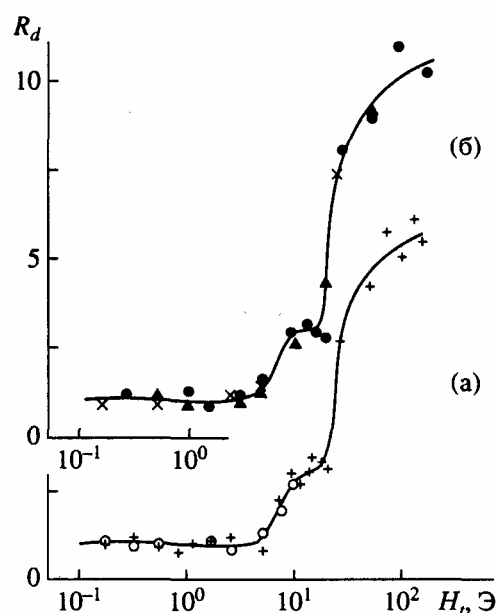


Рис. 2. Экспериментальные зависимости фактора $R_d(H_i)$ в искусственных магнетитовых осадках – для частиц магнетита разного размера (а) и (б); точки разной формы отвечают результатам в разных сериях осадков.

чувствительным методом диагностики магнитного состояния частиц. Поэтому исследование выполнено как параллельное изучение закономерностей собственно ориентационного намагничивания осадков и базового для них исходного терромагнитного состояния осаждаемого магнетика. Это вылилось в комплексное изучение маг-

нитных свойств осадочных горных пород на примере семейства искусственных осадков, созданного из одинакового магнетита (семейство состоит из 8 серий осадков по 8 осадков в серии). Серии в семействе различаются тем, что магнетик разных серий был предварительно термонамагничен в разных по величине магнитных полях H_r . Работа состояла из следующих этапов:

1) создание семейства серий искусственных осадков, обеспечивающего построение представительных полевых зависимостей ориентационной остаточной намагниченности $I_{ro}(H)$ – для разных полей H_r предварительного термонамагничивания изучаемого магнетита;

2) количественный анализ получаемого экспериментального материала в рамках кластерной теории ориентационного намагничивания осадков: ланжевеновская аппроксимация кривых $I_{ro}(H)$ и определение параметров $H_{вз}$ и I_{max} каждого ориентационного процесса;

3) теоретический анализ и физическая интерпретация результатов ланжевеновской аппроксимации процессов $I_{ro}(H, H_r)$;

4) анализ процесса предварительного термонамагничивания ансамбля осаждавшихся частиц магнетита.

МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ ОСАДКОВ

Используя седиментационное оборудование геомагнитной лаборатории, мы создавали в одном акте осаждения одновременно полную серию искусственных осадков. В каждой серии отдельные осадки созданы из одинаково приготовленного (термонамагниченного в одном и том же магнитном поле H_r) материала, но осажжены в разных по величине магнитных полях (в интервале 0–48 Э) – для получения полевых зависимостей; осадки же разных серий созданы из материалов, отвечающих различным магнитным состояниям осаждаемых частиц (разные H_r).

Методика создания серий искусственных осадков и методика предварительного термонамагничивания частиц магнетита описаны в [Смирнов, 1995]. В качестве немагнитной основы искусственных осадков использовалась смесь слабомагнитной протерозойской глины ($\kappa = (10-20) \times 10^{-6}$ ед. СГСМ, южный берег Финского залива, г. Петродворец) с мелом в весовой пропорции 1 : 1. Мел добавляется для сокращения времени высыхания осадков. Для устранения крупнозернистой фракции из этого материала его водный раствор пропускался через сито с диаметром отверстий 250 мкм. В качестве магнетита использован ансамбль субмикронных частиц магнетита: порошок магнетита железорудного месторождения “Костомукшское”. Предварительное термонамагничивание частиц

производилось следующим образом: порошок магнетита в количестве, необходимом для создания одной полной серии осадков, перемешивался с истертой в порошок и затем отожженной немагнитной глиной в пропорции 1 : 7 и засыпался в толстостенную медную капсулу; нагрев смеси проводился до 620°C с выдержкой при этой температуре в течение 25 минут, охлаждение в поле продолжалось около 1 часа. Из различных возможных исходных магнитных состояний магнетита осаждаемого вещества TRM-состояние было выбрано как одно из “реальных” в естественных условиях.

Осаждение производилось в прямоугольных сосудах высотой 20 см и размерами поперечного сечения 7×7 см². Раствор помещается в сосуды методом разовой заливки, начальная высота столба смеси составляла 19 см. Содержание смеси глины и мела в каждом сосуде – 300 г, содержание порошка магнетита в осаждаемой (сухой) смеси осадка – 2 г (0.67 вес. %). Магнитное поле осаждения было строго горизонтальным (задавало направление OX в осадке) и включалось непосредственно перед заливкой смеси в седиментационные сосуды. Постепенное принудительное уплотнение начиналось через 6–7 дней. Величина уплотняющей нагрузки через 7–8 дней доводилась до максимальной величины, соответствующей давлению $p = 30$ ГПа, через 12–14 суток нагрузка снималась, одновременно выключалось и магнитное поле. Далее осадки высушивались в комнатных условиях в течение 8–10 недель.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТЕЙ $I_{ro}(H, H_r)$ ИСКУССТВЕННЫХ ОСАДКОВ

Исследование искусственных осадков проводилось по следующей методике. Каждая созданная серия осадков обеспечивала построение кривой полевой зависимости в изучаемом интервале полей осаждения для заданного магнитного состояния осаждаемого магнетита (величины поля H_r): одному значению поля осаждения отвечает в серии один искусственный осадок, намагниченность которого определяет, соответственно, одну точку кривой намагничивания $I_{ro}(H)$.

Каждый осадок был “сориентирован”: ось OX – вдоль направления горизонтального поля осаждения, ось OZ – вертикально вниз, – и разрезан на образцы. На образцах осадка измерены величины ориентационной остаточной намагниченности I_{ro} – вдоль оси OX (поле осаждения было горизонтальным, поэтому “ошибок наклона” на осадках не было; разброс по склонению не превышал 3–5 градусов и в обработке результатов составляющая I_{ro} вдоль оси OY не учитывалась). В качестве исходных данных для последующего анализа ориентационного процесса были исполь-

зованы рассчитанные для всех серий экспериментальные полевые зависимости “приведенной” ориентационной намагниченности $I'_{ro}(H) \equiv I_{ro}(H)/I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})$. Здесь $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})$ – некая “изотропная обобщенная ортогональная идеальная намагниченность осадка”, выбранная нами в качестве меры ориентационной намагниченности. (В качестве нормировочной величины собственно идеальная намагниченность была выбрана в силу того, что она является наиболее адекватным аналогом ориентационной намагниченности [Шашканов, 1993]. Нормировка намагниченностей I_{ro} требовалась для введения поправок за разброс концентрации магнетика в разных образцах внутри осадков серии. Действительно, даже тщательное размешивание магнетика в осаждаемой смеси не обеспечивает полной идентичности осадков по распределению частиц в них).

Физический смысл величины $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})$ и способ ее определения станут ясны из следующих рассуждений. – После того, как на образцах была измерена их ориентационная намагниченность I_{ro} , каждый образец размагничивался переменным полем и на нем проводились измерения идеальных намагниченностей $I_{ri,x}$, $I_{ri,y}$, $I_{ri,z}$, создаваемых последовательно вдоль всех трех осей в одном и том же магнитном поле ($H_i = 2 \mathcal{E}$; $h_i = 1.6 \text{ кЭ}$). Учитывая, что нормировочная намагниченность должна не зависеть в осадке от степени выравнивания моментов частиц (а значит, и самих частиц) при осаждении вдоль магнитного поля, было проанализировано “поведение” идеальной намагниченности осадков вдоль всех осей. Изучение идеальной намагниченности на образцах разных серий показало, что из трех величин ($I_{ri,x}$, $I_{ri,y}$, $I_{ri,z}$) идеальной намагниченности с ростом поля осаждения в осадках наименее заметно изменяются (уменьшаются) намагниченности $I_{ri,y}$ и $I_{ri,z}$ (менее 10%), и это изменение практически линейно (что вытекает также и из теоретического рассмотрения, проведенного в работах [Шашканов, 1994; Костеров, 1996]). В результате, чтобы учесть и эти изменения, расчет нормировочной намагниченности для устранения разброса величин I_{ro} , обусловленного неоднородностью концентрации магнетика, производился для каждой серии осадков следующим образом:

1) по результатам измерений на осадках серии идеальных намагниченностей $I_{ri,y}(2\mathcal{E})$ и $I_{ri,z}(2\mathcal{E})$ (полученных при величине переменного поля $H_i = 1.6 \text{ кЭ}$) для каждого осадка рассчитывались величины $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E}) = (1/4)\{I_{ri,y}(2\mathcal{E}) + I_{ri,z}(2\mathcal{E})\}$ – обобщенной ортогональной идеальной намагниченности осадка (крив. 1 на рис. 3);

2) полевая зависимость величин $I_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})$ по серии аппроксимировалась отрезком прямой $f(H)$

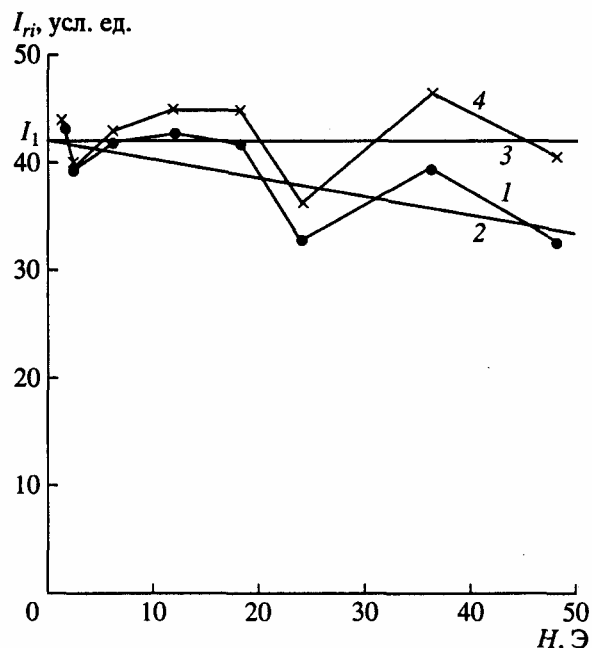


Рис. 3. Иллюстрация процесса расчета нормировочных “изотропных обобщенных ортогональных идеальных намагниченностей” $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})$ для одной из серий семейства осадков: 1 – величины обобщенной ортогональной идеальной намагниченности осадка $I_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})$ (исходный материал); 2 – результат линейной аппроксимации исходного материала ($f(H)$); 3 – зависимость $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E}) = I_1 (f_{испр}(H))$; 4 – величины изотропной обобщенной ортогональной идеальной намагниченности осадка $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})|_H$.

(прямая 2 на рис. 3). Эта прямая характеризует собой закономерное (вызванное только выравниванием моментов частиц при осаждении) изменение величины $I_{ri\{y,z\}}$ с полем осаждения. За значение $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})|_{H=0}$ для нулевого поля осаждения (чисто изотропный случай) принималась величина $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E}) \equiv I_1$, отвечающая точке пересечения прямой $f(H)$ с осью ординат;

3) для расчета величины “изотропной обобщенной ортогональной идеальной намагниченности осадка” $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})|_H$ каждого осадка (учитывающей уменьшение намагниченности $I_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})$ с полем осаждения) экспериментально полученная величина $I_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})|_H$ умножалась на поправочный коэффициент, равный отношению величины $I_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})|_{H=0}$ к значению $f(H)$ для соответствующего осадку поля осаждения. В итоге, разброс исправленных значений намагниченности $I'_{ri\{y,z\}}(1\mathcal{E})$ относительно горизонтальной прямой $f_{испр}(H)$, проведенной из точки I_1 оси ординат (прямая 3 на рис. 2), есть следствие уже только

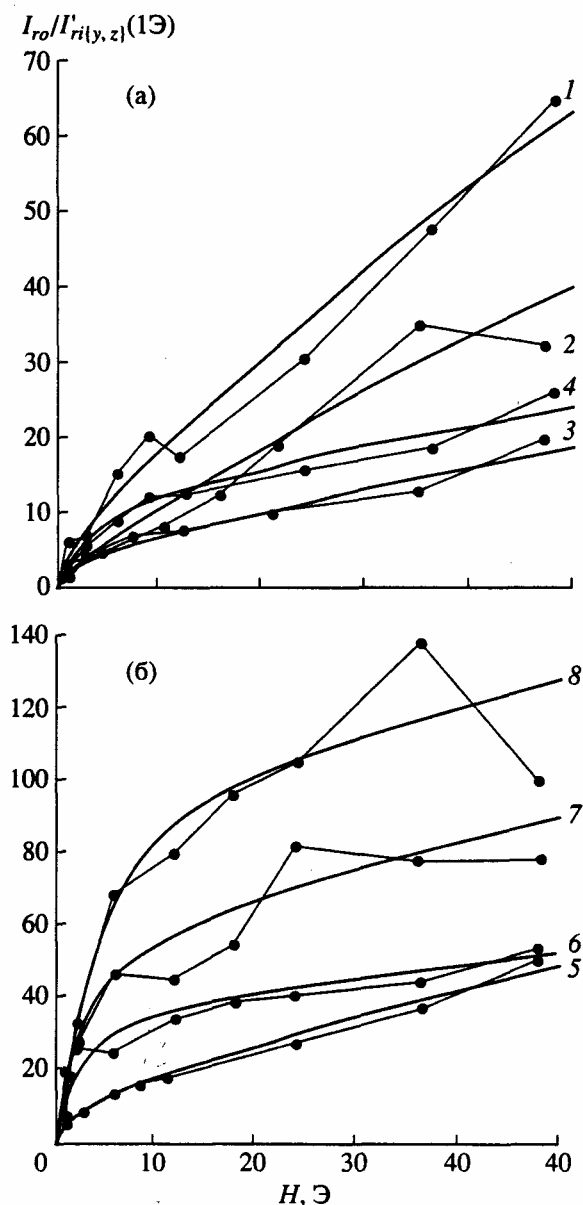


Рис. 4. Экспериментальные "приведенные" кривые полевой зависимости ориентационной намагниченности семейства искусственных осадков (точки, соединенные отрезками прямой) и графики их бимодальных аппроксимаций (гладкие кривые). Цифрами обозначены соответствующие пары кривых (серии); поля предварительного термонамагничивания H_t магнетика в сериях: 1 – 0 Э (АНС), 2 – 0.5 Э, 3 – 1.0 Э, 4 – 2.0 Э, 5 – 5.0 Э, 6 – 15.0 Э, 7 – 100 Э, 8 – 300 Э.

разброса концентрации магнетика в серии осадков (крив. 4 на рис. 3).

Собственно "нормировка" процесса состояла в том, что величина $I_{ro}(H)$ каждого осадка делилась на рассчитанную для него по указанной схеме величину изотропной намагниченности $I'_{ri\{y,z\}}(1Э)|_H$. Действительно, возвращаясь к равенству (1) и принимая, что величина $I_{ri\{y,z\}}(1Э)$ прямо пропор-

циональна локальной концентрации частиц в образце осадка, можем, поделив обе части (1) на $I'_{ri\{y,z\}}(1Э)$, переписать его в виде:

$$I_{ro}(H, H_t)/I'_{ri\{y,z\}}(1Э) = I_{\max}(H_t)L(H/H_{в31}), \quad (2)$$

где $I_{\max}(H_t) \equiv J_{\max}(H_t)/I'_{ri\{y,z\}}(1Э)$ – приведенная величина предельной ориентационной намагниченности осадка в ланжевенском процессе.

(Измерения намагниченностей I_{ro} и I_{ri} выполнены с относительной погрешностью не выше 2%, поэтому отклонения экспериментальных точек $I'_{ro}(H)$ от аппроксимирующей их ланжевенской кривой составляют "разброс" эксперимента по осаждению).

На рисунке 4а, 4б приведены все полученные "приведенные" (т.е. выраженные в единицах намагниченности $I'_{ri\{y,z\}}(1Э)$, ниже – в "условных" единицах) кривые полевой зависимости ориентационной намагниченности искусственных осадков (полное семейство полевых зависимостей), созданных на основе частиц магнетита месторождения Костомукшское (ломанные кривые).

Анализ представленных экспериментальных полевых зависимостей показывает, что они не могут быть аппроксимированы непосредственно ланжевенскими кривыми. Учитывая, что выполненные нормировки обеспечивают надежную картину истинных зависимостей $I_{ro}(H)$, и продолжая оставаться в рамках кластерной теории и, соответственно, ланжевенского приближения ориентационного процесса, нетрудно при анализе процессов $I_{ro}(H, H_t)$ видеть, что все они представляют собой бимодальные процессы – суперпозицию двух ланжевенских процессов, отвечающих разным полям взаимодействия и, по всей видимости, двум подансамблям (модам) осаждающихся частиц:

$$I_{ro}(H, H_t) = I_{\max 1}(H_t)L(H/H_{в31}) + I_{\max 2}(H_t)L(H/H_{в32}). \quad (3)$$

В результате, для каждого H_t могут быть определены две пары величин: $I_{\max 1}(H_t)$, $H_{в31}(H_t)$ и $I_{\max 2}(H_t)$, $H_{в32}(H_t)$ – для соответствующего ориентационного процесса.

О сложной, бимодальной магнитной структуре термонамагниченного ансамбля мелких частиц магнетита нами было высказано предположение в работах [Смирнов, 1990; Смирнов, 1995]: при изучении осадков, созданных на основе ансамбля частиц, термонамагниченного в поле выше 5 Э, в нем были выделены моды сильно- и слабонамагниченных частиц. Там же высказано предположение о том, что при осаждении ансамблей частиц, термонамагниченных в сильных магнитных полях, определяющую роль в формировании поля магнитного взаимодействия играют "слабона-

Таблица

H_t , Э	0	0.5	1.0	2.0	5.0	15	100	300
$I_{\max 1}$, усл. ед.	143	94.5	39	36.5	93.5	42.5	93.5	90
$H_{вз1}$, Э	36	36	36	36	36	36	36	36
$I_{\max 2}$, усл. ед.	5	1.5	3	9.8	9	34	49.5	89
$H_{вз2}$, Э	0.8	0.6	0.7	1.55	0.9	1.25	1.3	2.05

магнитные” частицы, задающие вследствие эффекта магнитного экранирования слабые результирующие поля взаимодействия во всем ансамбле.

Полученные в настоящей работе результаты дают основание считать, что гипотезы работы [Смирнов, 1995] справедливы лишь частично. Обе моды частиц в осаждающемся ансамбле, похоже, ведут себя в седиментационном процессе независимо одна от другой. Это подтверждают приведенные на рис. 4 (и в табл. 1) результаты бимодальной аппроксимации всех экспериментальных зависимостей $I_{ro}(H, H_t)$ (гладкие кривые, проведенные по ломаным кривым, соединяющим экспериментальные точки). Очевидно, что теперь необходимо говорить о двух парах параметров: $\{I_{\max 1}, H_{вз1}\}$ и $\{I_{\max 2}, H_{вз2}\}$ – для каждой кривой $I_{ro}(H, H_t)$. Естественно, что в рамках такой аппроксимации должна быть существенно изменена и физическая интерпретация структур как самого

седиментационного процесса, так и предшествующего осаждению процесса термонамагничивания осаждаемого магнетита.

Проанализируем первичные результаты выполненной аппроксимации. На рис. 5 и рис. 6 представлены полученные в результате бимодальной аппроксимации зависимости $I_{\max 1}(H_t)$, $I_{\max 2}(H_t)$ и $H_{вз1}(H_t)$, $H_{вз2}(H_t)$, соответственно, для обеих мод ориентационного процесса. Видим, что действительно ориентационный процесс устойчиво бимодален, и частицы магнетика в осадке по своему участию в нем подразделяются на существенно различающиеся подансамбли. Первый подансамбль – будем называть его “флуктуационной модой” (кривые I на рис. 5 и рис. 6) – характеризуется очень большим суммарным моментом $I_{\max 1}$ при $H_t = 0$. Величина характеристического поля (поля магнитных взаимодействий частиц) этой моды процесса очень велика ($H_{вз1} = 36$ Э) и не зависит от величины $I_{\max 1}$. Второй подан-

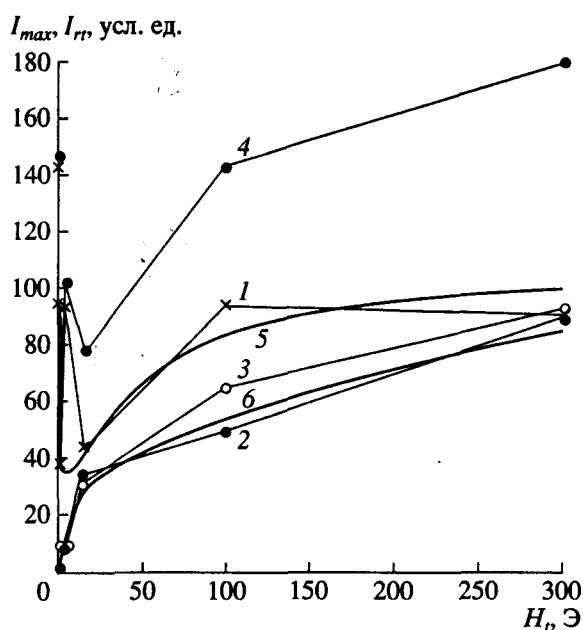


Рис. 5. Полевые зависимости полного (приведенного) момента $I_{\max 1}(H_t)$ – (1) и $I_{\max 2}(H_t)$ – (2) для двух мод магнетика изученных осадков и их аппроксимационные графики (5 и 6, соответственно), их сумма ($I_{\max 1}(H_t) + I_{\max 2}(H_t)$) – (4) и кривая термонамагничивания осадков (3).

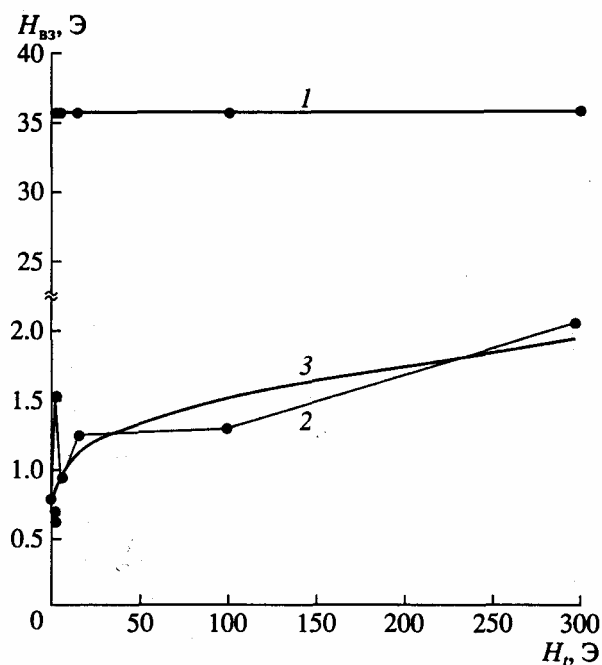


Рис. 6. Полевые зависимости величин полей магнитного взаимодействия $H_{вз1}(H_t)$ – (1) и $H_{вз2}(H_t)$ – (2) двух мод магнетика и их аппроксимационные кривые (1 и 3, соответственно); (ось ординат представлена с разрывом, и в верхней ее части масштаб изменен в 10 раз).

самбля – “термонагнитная мода” (кривые 2 на рис. 5 и рис. 6) – это частицы, суммарный момент $I_{\max 2}$ которых монотонно возрастает с ростом H_i практически от нуля. Поля магнитных взаимодействий $H_{вз2}$ между частицами этой моды более чем на порядок меньше, чем для частиц первой моды, и возрастают с ростом H_i .

Реальный процесс $I_{\pi}(H, H_i)$, таким образом, действительно складывается из двух независимых ланжевеновских мод (процессов) с различными характеристическими полями $H_{вз1}$ и $H_{вз2}$, причем, в изученном диапазоне полей осаждения (0–48 Э) с ростом H_i наблюдается перераспределение ролей этих мод в ориентационном процессе. Если для малых H_i решающий вклад в процесс обеспечивает его первая мода, невзирая даже на большую величину характеристического поля $H_{вз1} = 36$ Э (что обуславливает относительно медленный рост намагниченности в этой моде с увеличением поля осаждения), то даже сравнительно медленный, по мере увеличения H_i , рост момента $I_{\max 2}(H_i)$ вследствие малых величин полей взаимодействия $H_{вз2}$ во второй моде процесса вскоре обеспечивает ей “доминирование” в результирующем процессе $I_{\pi}(H, H_i)$.

“Амплитудные” множители $I_{\max 1}$ и $I_{\max 2}$ для мод процесса определяются суммой величин магнитных моментов всех частиц соответствующей моды. Величины же моментов задаются полем термонамагничивания H_i . Поэтому для получения дополнительной информации о величинах моментов частиц был изучен соответствующий процесс термонамагничивания. Для этого из всех полученных осадков было выбрано несколько образцов с минимальными (равными единице) показателями магнитной анизотропии P (практически изотропные: $I_{\pi, x}(2Э) = I_{\pi, y}(2Э) = I_{\pi, z}(2Э)$) и по ним изучена полевая зависимость $I_{\pi}(H_i)$ термоостаточной намагниченности. Каждый образец был при построении кривой $I_{\pi}(H_i)$ термонамагнитен только один раз – для исключения окислительных эффектов: в итоге, все точки кривой отвечают первому прогреву материала готового изотропного осадка. Намагниченности I_{π} были нормированы на величины намагниченностей $I_{\pi}(1 Э)$, созданных в каждом образце вдоль направления I_{π} . Такая нормировка обеспечивает выражение величин обеих намагниченностей: $I_{\max 2}$ и намагниченности I_{π} – в одинаковых условных единицах (единицах “изотропной” идеальной намагниченности, созданной при $H_i = 1Э$: действительно, для изотропных пород имеем: $I_{\pi, z}(1Э) = I_{\pi, y}(1Э) = I_{\pi, x}(1Э)$ и, соответственно, $I_{\pi[y, z]}(1Э) = \{I_{\pi, y}(1Э) + I_{\pi, z}(1Э)\}/2 = I_{\pi, x}(1Э)$). Результирующая кривая приведена на рис. 5 (крив. 3). Нетрудно видеть, что кривые $I_{\max 2}(H_i)$ и $I_{\pi}(H_i)$ действительно довольно близки друг другу по форме, что служит подтверждением того, что моменты частиц вто-

рой моды напрямую отражают термоостаточное намагничивание ансамбля.

ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ полученных результатов выполнен в рамках кластерной теории ориентационного намагничивания осадочных пород, построенной на утверждении, что в седиментационном процессе существенную роль в качестве хаотизирующего фактора играет поле полей магнитных взаимодействий, определяемое магнитными моментами осаждающихся частиц. И теперь, когда известны величины $I_{\max 1}(H_i)$ и $I_{\max 2}(H_i)$, т.е. суммарные моменты для каждой моды частиц осадка, мы имеем возможность анализа их реальной взаимосвязи с измеренными величинами характеристических полей $H_{вз1}$ и $H_{вз2}$ в соответствующих осадках.

Нетрудно видеть, что задача анализа результатов распадается на две самостоятельные проблемы. Во-первых, это проблема того, почему ориентационный процесс подразделяется на два ланжевеновских подпроцесса: является ли это проявлением неких сторон собственно процесса седиментации или отражает действительную двухкомпонентность магнетика осадка (в частности, структуру его термонамагничивания)? Во-вторых, если причина бимодальности – в двухкомпонентности магнитного состояния осаждающихся частиц, то встает вопрос о природе этих компонент в ансамбле термонамагнитных частиц магнетита.

Существенно, что для частиц первой моды величина хаотизирующего поля не зависит от $I_{\max 1}$; это наводит на мысль, что изменение величины $I_{\max 1}$ с возрастанием H_i происходит за счет изменения количества частиц с некоторой постоянной микронамагниченностью, а не вследствие изменений их намагниченностей.

Проанализируем, что представляет собой осаждаемый магнетик. Во-первых, минералогически это однофазный магнетит. Во-вторых, он, очевидно, в основном многодоменный: это видно из того, что магнитное состояние ансамбля частиц существенно зависит от магнитной обработки – термонамагничивания (кроме того, фактор I_{π}/I_i равен 0.05 ± 0.02). Это же подтверждается и самим фактом зависимости ориентационного процесса от величины H_i поля предварительного термонамагничивания осаждаемых частиц: каждому значению H_i отвечает свое разделение ансамбля на моды со своим полным моментом $I_{\max} = (I_{\max 1} + I_{\max 2})$ обеих мод – кривая 4 на рис. 5.

Бесспорным представляется факт бимодальности магнитного состояния ансамбля частиц при термообработке. Ориентационный процесс уверенно выявляет наличие большого суммарного

флуктуационного момента $I_{\max 1}$ первой моды частиц для $H_i = 0$, соизмеримого с моментом $I_{\max 2}$ для поля $H_i = 300$ Э. (И эти моменты, безусловно, – если в ансамбле совсем нет строго однодоменных частиц – могут быть только флуктуационными, поскольку при $H_i = 0$ собственно терромагнитные микронамагниченности в частицах должны быть нулевыми). В ориентации эти частицы участвуют с очень большим полем взаимодействия, что говорит о большой средней величине их микронамагниченности. С увеличением H_i количество частиц в этом подансамбле изменяется – пропорционально величине $I_{\max 1}$. Допустить, что уменьшаются моменты частиц, трудно, поскольку характеристическое поле $H_{\text{вз}1} = 36$ Э для любых величин $I_{\max 1}$ остается постоянным, что, согласно кластерной теории, требует сохранения одной и той же высокой средней микронамагниченности частиц.

Что же представляют собой эти “неоднодоменные” частицы?

Это, видимо, – так называемые псевдооднодоменные частицы, т.е. частицы, по своим размерам и поведению при намагничивании как бы “промежуточные” между строго однодоменными и классическими многодоменными частицами. Их специфика в том, что, будучи формально многодоменными, они, в силу малости своего размера, характеризуются еще относительно узким спектром устойчивых магнитных состояний, причем одним из этих возможных и реализуемых с высокой вероятностью стабильных состояний является однодоменное [Шашканов, 1983; Dunlop, 1981]. При охлаждении таких частиц в нулевом магнитном поле их флуктуационный магнитный момент отвечает однодоменному состоянию. Увеличение поля H_i при термонамагничивании вначале смещает энергетику этих частиц в пользу большего соответствия (пропорциональности) их намагниченности полю термонамагничивания, так что и число частиц первой моды (с однодоменным флуктуационным моментом) в ансамбле уменьшается (наблюдается минимум кривой $I_{\max 1}(H_i)$ в области полей $H_i = 10$ Э), затем опять возрастает, хотя и не достигает уровня, отвечающего полю $H_i = 0$ (кривая 1 на рис. 5). (Отметим, что к псевдооднодоменным могут, строго говоря, относиться и малые частицы, не имеющие стабильного однодоменного состояния, – в данном рассмотрении они, очевидно, “падают” в разряд многодоменных).

Что представляет собой вторая, терромагнитная мода частиц осаждаемого магнетика? – Очевидно, что здесь имеем дело с “правильно” термонамагничиваемыми частицами. Действительно, суммарный момент $I_{\max 2}(H_i)$ частиц этой моды увеличивается с ростом H_i пропорционально термоостаточной намагниченности $I_r(H_i)$ всего ансамбля – кривые 2 и 3 на рис. 5 (частицы первой моды вклада в I_r , видимо, практически не вносят, по-

скольку флуктуационные однодоменные моменты в них при термонамагничивании наводятся в направлениях, не зависящих от направления поля H_i), а генерируемое ими при осаждении характеристическое поле $H_{\text{вз}2}$ довольно закономерно (пропорционально) увеличивается с ростом $I_{\max 2}(H_i)$ – кривая 2 на рис. 6, – что полностью соответствует постулатам кластерной теории ориентационного намагничивания для осадков с термонамагниченными частицами. Но с другой стороны, поле $H_{\text{вз}1}$ для “однодоменного” ансамбля (первой моды) в 20–25 раз превышает поле $H_{\text{вз}2}$ ансамбля многодоменных частиц второй моды для $H_i = 300$ Э (т.е. с предельными остаточными намагниченностями) и примерно во столько же раз различаются и величины I_r и I_s для частиц изучаемого магнетика: $I_r/I_s = 0.05$. Учитывая, что они отражают, соответственно, предельную намагниченность частиц второй моды и намагниченность частиц первой моды, убеждаемся, что требование пропорциональности между полем взаимодействия и намагниченностью частиц, выдвигаемое в кластерной теории ориентационного намагничивания, при $H_i = 300$ Э вполне удовлетворено: $I_r/I_s \approx H_{\text{вз}2}/H_{\text{вз}1}$. Это же выполняется и для второй моды ланжевовского процесса: характеристическое поле $H_{\text{вз}2}$ возрастает практически пропорционально величине суммарного момента $I_{\max 2}$, т.е. средней намагниченности частиц второй моды (кривая 3 на рис. 6 – аппроксимация кривой $H_{\text{вз}2}(H_i)$) через аппроксимационную функцию для $I_{\max 2}(H_i)$: $H_{\text{вз}2}(H_i) = H_0 + kI_{\max 2}(H_i)$; видно, что две зависимости подобны друг другу, т.е. $H_{\text{вз}2}(H_i) \sim I_{\max 2}(H_i)$.

Каково “взаимопроникновение” обеих мод частиц друг в друга, т.е. насколько перераспределяются частицы между модами при увеличении поля термонамагничивания H_i ? – Мы уже указали, что изменения в структуре первой моды при этом обусловлены изменением числа составляющих ее частиц. Как ведут себя частицы первой моды, утратив однодоменное состояние? – Появление доменной структуры приводит к резкому уменьшению возможного остаточного момента в частице (вспомним, что для псевдооднодоменных частиц фактор I_r/I_s составляет не более 0.1–0.15). Это означает, что при максимальных полях термонамагничивания ($H_i = 300$ Э) около 5% суммарного момента $I_{\max 2}$ частиц второй моды, видимо, несут на себе “бывшие” частицы первой моды.

Поведение параметра $H_{\text{вз}2}(H_i)$ характеризуется особенностью: в точке $H_i = 0$ он принимает ненулевое значение. Соответствующее хаотизирующее поле H^0 представляет собой некое “фоновое” поле взаимодействий, и его, видимо, следует связать с не учитывавшейся нами до сих пор собственно тепловой хаотизацией частиц. При выполнении аппроксимаций (формула (6)) величина этого поля оценена, как $H^0 = 0.85$ Э.

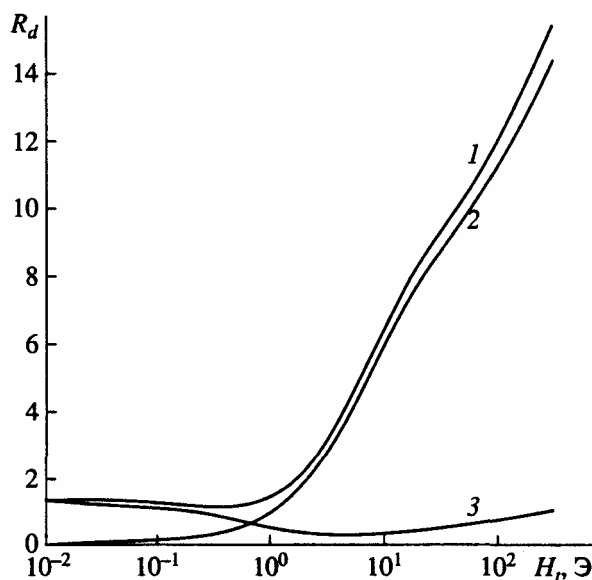


Рис. 7. Результаты расчета фактора $R_d(H_i)$ (1) изученного семейства осадков и его модальных составляющих $R_{d1}(H_i)$ (3) и $R_{d2}(H_i)$ (2).

Теперь, когда установлено присутствие в изучаемом магнетике двух существенно различающихся групп частиц, встает вопрос, какая из них и в какой мере ответственна за процесс ориентационного намагничивания осадка в наиболее реальном, как нам представляется, для земных условий случае осадков с частицами, предварительно термонамагниченными в малых H_p , образующихся в малых полях осаждения H_o (до 1.0 Э). В работе [Смирнов, 1995] эта проблема была рассмотрена как проблема начальной скорости ориентационного намагничивания в искусственных осадках с исходным терромагнитным состоянием осаждаемых частиц – фактора $R_d = I_{ro}(H_o)/I_r(H_o)$ (рис. 2). Имеющегося по нашим осадкам экспериментального материала вполне достаточно для выполнения соответствующих оценок, поскольку для изученного семейства информация о факторе $R_d(H_i)$ является лишь небольшой частью построенной картины процесса ориентации. Это сделано по следующей схеме:

1. Для экспериментальных кривых $I_{\max 1}(H_i)$ и $I_{\max 2}(H_i)$ выполнены аппроксимации, обеспечивающие, в пределах погрешности экспериментального материала, их близкое описание. Это дало (см. также кривые 5 и 6 на рис. 5):

$$I_{\max 1}(H_i) = 25 + 120(1 - L(H/0.2)) + 68L(H/25) + 15L(H/60), \quad (4)$$

$$I_{\max 2}(H_i) = 34L(H/4.5) + 90L(H/140). \quad (5)$$

(В данном случае ланжевеновские аппроксимации применены без выражения какой-либо фи-

зической реальности, но лишь с учетом большой гибкости этой функции.)

2. Поле взаимодействия $H_{\text{вз}2}(H_i)$ выражено как величина, пропорциональная функции $I_{\max 2}(H_i)$ (кривая 3 на рис. 6):

$$H_{\text{вз}2}(H_i) = 0.85 + 0.0125I_{\max 2}(H_i). \quad (6)$$

Здесь первое слагаемое справа: $H^0 = 0.85$ Э – поле тепловой хаотизации частиц.

3. Подставляем (4), (5) и (6) в уравнение (3). Тогда, при условии, что $H_{\text{вз}1}(H_i) = 36$ Э, уравнение (3) получает аналитический вид и может быть использовано для расчета фактора $R_d(H_i)$. Соответствующие расчеты для случая, отвечающего осаждению в поле $H = 0.5$ Э, были выполнены, и их результаты приведены на рис. 7 в таком же полупологарифмическом масштабе, как и на рис. 2.

Кривая 1 на рис. 7 представляет собой результаты расчетов фактора $R_d(H_i)|_{H=0.5\text{Э}}$ для изученного в работе семейства осадков. Сравнение ее с кривыми на рис. 2 показывает, что они существенно одинаковы: наличие горизонтального плато в области малых H_i с последующим быстрым ростом величин R_d . Различие лишь в том, что для наших осадков конкретные величины фактора $R_d(H_i)$, отвечающие малым полям термонамагничивания: $H_i \leq 1$ Э, – находятся около значения $R_d = 1.5$, в то время, как в работе [Смирнов, 1995] для всех изученных осадков $R_d(H_i)$ практически не превышало единицы. Таким образом, и наше семейство подтверждает “особое” поведение (наличие горизонтального плато) осадков с магнетиком, термонамагниченным в полях порядка земного. Однако теперь, когда осаждаемый магнетик надежно подразделен на две моды по типу его участия в термонамагничивании, мы можем проанализировать и оценить роль каждой моды в обеспечении наблюдаемых особенностей. На кривых 2 и 3 (рис. 7) приведены составляющие фактора $R_d(H_i)$: $R_{d2}(H_i)$ и $R_{d1}(H_i)$, – обусловленные в ориентационном процессе частицами, соответственно, второй (терромагнитной) и первой (флуктуационной) мод (при этом величина идеальной намагниченности при расчетах составляющих $R_{d(1,2)} = I_{ro(1,2)}(H_o)/I_r(H_o)$ взята каждый раз полная, т.е. по магнетикку обеих мод). Видно, что основная часть ориентационной намагниченности при малых H_i обусловлена частицами флуктуационной моды. Действительно, при осаждении в малых полях частицы терромагнитной моды обеспечивают монотонное возрастание намагниченности I_{ro} (фактора R_d) с ростом H_p , но реализуемые величины ее вплоть до $H_i = 1$ Э еще меньше единицы. С другой стороны, флуктуационная мода, независимо от величины H_p , обеспечивает устойчивый и близкий по величине к единице вклад в фактор R_d .

Интересно отметить, что переосаждение в земном магнитном поле ($H_o = 0.54$ Э) ряда реаль-

ных горных пород в их естественном исходном магнитном состоянии дало для величины фактора R_d значения 0.20–0.35, что, в свете нашего рассмотрения, указывает на то, что в их магнетике частицы с флуктуационным моментом (первая мода) отсутствуют. Однако на этих же породах, переосажденных в таких же условиях, но после изменения их естественного магнитного состояния (например, просто материал пород приводился переменным магнитным полем в нулевое состояние) фактор R_d оказывался равным уже единице, и это означает, что здесь (в размагниченном состоянии НС, в котором моменты многодоменных частиц термомагнитной моды должны быть равны нулю) мы опять имеем дело с частицами, аналогичными флуктуационной моде частиц. Таким образом, в естественном состоянии магнетика данных осадков нет частиц, несущих флуктуационные однодоменные моменты, хотя псевдооднодоменные частицы, способные их нести, присутствуют.

Означает ли это, что в магнетике реальных пород (в отличие от изученных нами осадков с термонамагниченными частицами магнетита), частицы потенциально флуктуационной моды во время осаждения породы не обладали однодоменными моментами и, следовательно, не внесли своего специфического вклада в ориентационную намагниченность? Или, напротив, к моменту осаждения они все еще обладали этими моментами, но за время последующей жизни осадка, вследствие релаксационных процессов в магнетике, утратили их? С другой стороны, чем могли бы различаться между собой результирующие современные состояния породы для обоих этих случаев? – Вероятней всего – они никак не различаются. Действительно, поскольку две ланжевеновские моды процесса протекают независимо друг от друга, то современное магнитное состояние совершенно не зависит от того, когда в породе исчезли флуктуационные моменты: до или после ориентационного намагничивания (осаждения). Более того, даже при определении палеонапряженности методом переосаждения оба состояния обеспечивают равноценное определение: в обоих случаях перемагничивание при переосаждении и сравнение намагниченностей будут вестись в рамках магнетика только термомагнитной моды (при условии, что моменты частиц термомагнитной моды с момента образования породы не изменились). Однако такие осадки совершенно непригодны для относительных определений палеонапряженности в разрезах пород методом сравнения ориентационной намагниченности с идеальной. Это обусловлено тем, что принимаемое в такой процедуре за меру палеонапряженности отношение $F = I_{ro}(H)/I_{ri}$, где I_{ri} – идеальная остаточная намагниченность, создаваемая на всех осадках разреза в одном и том же постоянном магнитном по-

ле, – отражает для каждого осадка не только величину поля осаждения H , но еще, подобно фактору R_d для термомагнитной моды, существенно зависит от исходного магнитного состояния (средней намагниченности) магнетика осадков. А такое состояние для разных слоев разреза, очевидно, не может быть одинаковым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное в работе экспериментальное изучение ориентационного намагничивания осадочных горных пород позволило выявить ряд важных особенностей этого процесса. Процесс изучен в широких интервалах магнитного поля осаждения (существенно превышающих возможные на Земле в настоящее и, видимо, в любое предыдущее геологическое время значения напряженности геомагнитного поля), и магнитных состояний частиц осаждаемого магнетика, – и это обеспечило возможность анализа процесса в целом, т.е. практически в полном диапазоне основных физических факторов формирования детритового магнитного состояния осадков.

Полученные экспериментальные данные, в силу "полноты" диапазона изученных факторов и геофизических воздействий, обусловили возможность проведения надежного физического анализа основных сторон, формирования детритового состояния осадков и, в частности, их ориентационного намагничивания. Основным результатом исследования – установление факта полимодальности (по крайней мере – бимодальности) ориентационного процесса. Это означает, что в случае неоднородности магнитного состояния ансамбля осаждающихся магнитных частиц ориентационный процесс "разбивает" ансамбль, в соответствии с величинами микронамагниченности частиц, на подансамбли, ведущие себя в ориентации по-разному и автономно.

Исследование не только подтвердило справедливость базовых постулатов кластерной теории ориентационного намагничивания осадков (ланжевеновский характер ориентационного процесса, прямая пропорциональная зависимость между полем взаимодействия $H_{вз}$ в ансамбле частиц и величинами их микронамагниченностей), но и выявило эффект саморегуляции процесса, т.е. саморазделение осаждаемых ансамблей на сравнительно однородные подансамбли, поддерживающие реализацию именно ланжевеновских ориентационных подпроцессов.

В свою очередь, анализ ориентационного процесса показал, что использованное как базовое для изученного семейства осадков термонамагничивание осаждаемых частиц само по себе приводит к формированию в исходном ансамбле двух физически различных подансамблей. Можно ска-

зять, что термонамагничивание представляет собой сумму двух одновременных процессов намагничивания: "флуктуационного" процесса - формирующего подансамбль частиц с высокими микронамагниченностями, и процесса собственно термонамагничивания - определяющего подансамбль с микронамагниченностями, пропорциональными величине намагниченности $I_n(H_i)$ ансамбля при его термонамагничивании.

Работа выполняется при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований - грант № 96-05-64619.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Большаков А.С., Куражковский А.Ю. Ионный состав воды и намагниченность осадков // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989. № 5. С. 118-124. Костеров А.Л., Шашиканов В.А., Смирнов А.В. Ориентационная магнитная анизотропия в осадочных горных породах и их идеальное намагничивание // Физика Земли. 1996. № 1. С. 85-89.
- Малахов М.И. Посториентационная намагниченность ансамбля однодоменных и псевдооднодоменных зерен // Методы палеомагнетизма в решении геологических задач. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1982. С. 163-178.
- Новоселов А.И., Шашиканов В.А., Петров И.Н. Кластерная модель ферромагнетика осадочных горных пород и их ориентационное намагничивание // Деп. ВИНТИ № 3465-B89 от 24.05.1989. 16 с.
- Новоселов А.И., Шашиканов В.А., Смирнов А.В. Влияние магнитного состояния осаждаемой смеси на магнитную анизотропию магнетитсодержащих осадков // Химическая намагниченность: теория и эксперимент. Владивосток: Изд-во ДВГУ, 1991. С. 88-95. Палеомагнитология / Под ред. Храмова А.Н. Л.: Недра, 1982. 322 с.
- Смирнов А.В., Шашиканов В.А. Режимы ориентационного намагничивания осадочных горных пород как отражение исходного магнитного состояния осаждаемого магнетика // Деп. ВИНТИ № 5522-B90 от 29.10.1990. Юс.
- Смирнов А.В., Шашиканов В.А., Новоселов А.И. Теоретическое исследование зависимости процессов ориентационного намагничивания от исходного магнитного состояния магнетика осадков // Химическая намагниченность: теория и эксперимент. Владивосток: Изд-во ДВГУ, 1991. С. 96-105.
- Смирнов А.В., Шашиканов В.А., Костеров А.А. Ориентационное намагничивание осадочных горных пород с многодоменным магнетиком // Физика Земли. 1995. № 10. С. 67-76.
- Шашиканов В.А., Новоселов А.И., Смирнов А.В. Природа магнитной анизотропии и ошибок наклонения ориентационной намагниченности в осадочных горных породах // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989а. № 1. С. 59-69.
- Шашиканов В.А., Новоселов А.И., Смирнов А.В. Механизмы седиментационного намагничивания магнетитсодержащих осадочных горных пород // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989б. № 8. С. 45-55.
- Шашиканов В.А., Новоселов А.И., Суркис Ю.Ф. Компонентный состав ориентационной намагниченности искусственных осадков // Магнетизм горных пород. М.: ИЗМИРАН, 1989. С. 91-106.
- Шашиканов В.А., Смирнов А.В., Костеров А.А. Магнитная текстура смещения в осадочных горных породах с многодоменным магнетиком // Физика Земли. 1993. № 11. С. 61-69.
- Шашиканов В.А., Костеров А.А. Зависимость магнитной анизотропии осадочных горных пород от поля осаднения // Физика Земли. 1994. № 1. С. 83-88.
- Шашиканов В.А., Костеров А.А., Мохамед Л.М., Смирнов А.В. Временные зависимости процесса ориентационного намагничивания осадочных горных пород // Физика Земли. 1995. № 7. С. 76-81.
- Шашиканов В.А., Металлова В.В. Безнагревные методы определения напряженности древнего геомагнитного поля // Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982. 142 с.
- Шашиканов В.А., Щербаков В.П., Металлова В.В., Петров И.Н., Стабровский К.А. Микроскопические механизмы магнитного текстурирования горных пород // Вестник Ленинградского ун-та. Л., 1983. № 4. С. 30-34.
- Dunlop D.J. The rock magnetism of fine particles // Phys. Earth Plan. Inter. V. 26. 1981. P. 1-26.
- Verozub K.L. Depositional and postdepositional processes in the magnetization of sediments // Rev. Geophys. and Space Phys. 1977. V. 15. № 2. P. 129-143.