

2. Инверсионный переход от обратного режима полярности к прямому имеет мощность 1.7 м и представляет собой неоднократное чередование полярности кратковременными полными и частичными обращениями геомагнитного поля,

3. Значения углов наклона стационарного прямого и обратного поля являются заниженными приблизительно на 10-15°, что еще раз подтверждает ориентационную природу естественной остаточной намагниченности исследуемых пород. Направление современного магнитного поля в районе исследований составляет:  $D = 8.3^\circ$ ,  $I = 73.8^\circ$ .

Изучение поведения геомагнитного поля и напряженности этого поля во время инверсии Матуяма–Брюнес в плейстоценовых отложениях Новосибирского Приобья на юге Западной Сибири продолжается.

*Работа выполняется при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 07-05-00582)*

1. Волков И.А., Зыкина В.С., Ким Ю.В., Круковер А.А. Уточнение схемы расчленения плейстоценовой субэаральной толщи Западной Сибири // Четвертичная стратиграфия и события Евразии и Тихоокеанского региона. – Якутск, Ч.1, 1990, с. 41-43.
2. Зыкина В.С., Круковер А.А. Новые данные по расчленению и корреляции четвертичных отложений Предалтайской равнины // Перспективы развития минерально-сырьевой базы Алтая. – Барнаул, Ч.1, 1988. с. 47-49.
3. Зыкина В.С., Ким Ю.В. Почвообразование и лессонакопление в плейстоцене юго-восточной части Западной Сибири // Плейстоцен Сибири. Стратиграфии и межрегиональные корреляции. Новосибирск, 1989, с. 81-86.
4. Волков И.А., Зыкина В.С. Ископаемые почвы в опорном разрезе покровных отложений Новосибирского Приобья // Геология и геофизика, 1977, №7. с. 83-94.
5. Поспелова Г.А., Гнибиденко З.Н. Магнитостратиграфические разрезы неогеновых и четвертичных отложений Северной Азии и юго-восточной Европы и проблемы их корреляции // Геологические методы в региональной геологии. Новосибирск: Наука, 1982, с. 76-94.
6. Багин В.И., Гендлер Г.С., Авилова Г.Е. Магнетизм окислов и гидроокислов железа. М.: ИФЗ АН СССР, 1988, 180 с.
7. Zijdeveld J.D.A. A.C. demagnetization of rocks analysis of results // Methods in paleomagnetism. Amsterdam, 1967, p. 254-286.
8. Kirschvink J.L. The least square line and plane and the analysis of paleomagnetic data // Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1980, vol. 62, p. 699-718.
9. Enkin R.J. A computer program package for analysis and presentation of paleomagnetic data // Pacific Geoscience Centre, Geol. Survey Canada. Sidney, 1994, 16 p.

## ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОДНОДОМЕННЫХ ОБРАЗЦАХ

О.А. Горошко<sup>1</sup>, В.А. Иванов<sup>2</sup>

*Дальневосточный государственный университет, Владивосток*

Магнитостатическое взаимодействие играет существенную, а иногда определяющую, роль в формировании свойств гранулированных ферромагнетиков. Поэтому не случайно, исследованию этого явления посвящено огромное количество теоретических работ, результатами которых, являются функции распределения случайных полей взаимодействия и среднее поле для некоторых простых моделей, позволяющих получить конечный результат. Реальные системы, как правило, осложнены многими факторами (слипанием частиц, образованием кластеров повышенной плотности, наличием суперпарамагнитного окружения и т. д.), которые не могут быть учтены в теоретических расчетах. Экспериментальные же методы измерения этих характеристик разработаны крайне слабо. В большинстве таких исследований для получения характеристик взаимодействия используются различные виды намагничивания, в которых взаимодействие хотя и играет заметную роль, но не является определяющим (частные гистерезисные циклы, нормальная остаточная намагниченность) [1; 2]. Широко распространенный в последние годы метод FORC-диаграмм [3] хотя и позволяет получить некоторые характеристики взаимодействия, не дает в явном виде функцию распределения полей взаимодействия. К тому же, интерпретация FORC-диаграмм представляется нам крайне запутанной и неоднозначной, а сам метод получения этих диаграмм довольно громоздким и трудоемким.

Эти обстоятельства побудили нас предпринять исследования, целью которых является поиск метода непосредственного измерения распределения частиц по полям взаимодействия. Из известных видов остаточной намагниченности поставленной задаче, на наш взгляд, в наибольшей мере соответствует идеальная (безгистерезисная) остаточная намагниченность  $J_{ri}(h, H)$ , образующаяся наложением постоянного поля  $H$  в процессе плавного уменьшения амплитуды переменного поля от некоторого значения  $h$  до нуля. Предлагаемый способ экспериментального определения распределения частиц по полям взаимодействия основан на специфике механизма образования  $J_{ri}$ . Для дальнейших рассуждений воспользуемся хорошо известной моделью и диаграммой Прейзаха (ДП). Согласно этой модели, образование остаточной намагниченности является следствием необратимого перемагничивания фиктивных частиц (для однодоменных образцов – действительных однодоменных частиц), имеющих несимметричные прямоугольные гистерезисные циклы с критическими полями  $a$  и  $-b$ , при достижении которых частица перемагничивается в условно положительном или отрицательном направлениях. На ДП каждой такой частице соответствует фазовая точка, которая изображается  $+$  или  $-$  в зависимости от направления ее магнитного момента при текущем магнитном состоянии образца. В отсутствие взаимодействия в системе однодоменных частиц все циклы симметричны (исключая достаточно редкий случай однонаправленной анизотропии) и соответствующие им точки на ДП лежат на ее биссектрисе. Появление магнитостатического взаимодействия приводит к смещению циклов перемагничивания на величину поля взаимодейст-

вия и соответствующему смещению фазовых точек на ДП. Распределение этих точек или распределение частиц по полям взаимодействия может быть получено при помощи идеального намагничивания образца, которое представляется на ДП как приведение частиц в НС в смещенной системе координат. В результате, после снятия поля  $H$  и возвращения к исходным координатам все частицы, находящиеся в диапазоне полей взаимодействия от 0 до  $-H$  окажутся намагниченными в положительном направлении. На диаграмме Преязаха им соответствует полоса шириной  $2H$ , прилегающая к биссектрисе. В общем случае  $J_{\text{н}}$  является функцией постоянного поля  $H$  и максимальной амплитуды переменного поля  $h$ , однако, если  $H$  превышает поле насыщения, то  $J_{\text{н}}$  зависит только от  $H$ . Получив зависимость  $J_{\text{н}}(H)$  и продифференцировав ее по  $H$ , получим поперечный профиль плотности фазовых точек на ДП, соответствующий плотности распределения частиц по полям взаимодействия. Действительно, исходя из представления  $J_{\text{н}}$  на ДП, нетрудно подсчитать, что

$$\frac{dJ_{\text{н}}}{dH} = 2m \frac{dN}{dH} \frac{1}{V},$$

где  $m$  – магнитный момент одной частицы,  $V$  – объем образца,  $dN$  – число частиц, находящихся в полях взаимодействия от  $H$  до  $H+dH$ , и, следовательно,  $dN/dH$  плотность распределения частиц по полям взаимодействия. Поскольку  $J_{\text{н}}(H)$  не зависит от распределения частиц по критическим полям и полностью определяется распределением их по степени асимметрии гистерезисных циклов, то она наилучшим образом соответствует задаче изучения магнитоэлектронного взаимодействия в однодоменных системах. Отметим, что идеи применения  $J_{\text{н}}$  для решения подобных задач высказывались и ранее [4; 5], но не получили своего развития.

В случае многофазных образцов, имеющих явно выраженные максимумы в коэрцитивных спектрах, возможно построение поперечных профилей отдельно для каждой из фаз. Для этого при образовании идеальной остаточной намагниченности постоянное поле прикладывается только на интервале изменения амплитуды переменного поля, соответствующем выбранной фазе.

Приведенные рассуждения и построения на ДП справедливы лишь в случае статистической стабильности распределения полей взаимодействия, а значит и стабильности самой диаграммы, т.е. независимости распределения магнитной плотности в какой либо ее области от магнитного состояния частиц, соответствующих другой области. Эта стабильность сохраняется до тех пор, пока поле взаимодействия в месте расположения частиц не превышает их критических полей при любом магнитном состоянии образца, а, следовательно, они остаются в области необратимых изменений на ДП. При высоких концентрациях это соотношение нарушается, и изменение магнитного состояния приводит к перемещению фазовых точек в область обратимых изменений и обратно, что неизбежно приведет к нарушению стабильности ДП. По этому признаку можно классифицировать взаимодействия на сильные и слабые, и хотя такая классификация отличается от принятой во многих работах (по типу взаимодействия дипольное – недипольное), ее преимущество в том, что эти два типа легко разделяются экспериментально. Например, путем сравнения свойств какого-либо вида намагниченности, полученного при различных исходных магнитных состояниях.

Многочисленные эксперименты на образцах горных пород [4] не выявили случаев нарушения стабильности ДП, что свидетельствует о том, что взаимодействие в них, по предлагаемой классификации, относится к типу слабых. Однако, эта слабость не означает слабости влияния его на магнитные свойства образцов горных пород, поскольку взаимодействие определяет распределение магнитной плотности в придиагональной области ДП, ответственной за образование таких видов остаточной намагниченности, как термоостаточная и ориентационная.

Экспериментальная проверка предлагаемого метода выполнялась на образцах различной природы – искусственные образцы с различной концентрацией ферромагнитных зерен, продукты окисления пирита, образцы горных пород.

Хорошо известна проблема получения однодоменных образцов путем распределения готовых ферромагнитных зерен в немагнитной матрице. Практически невозможно избежать их слипания. Для уменьшения этого эффекта используются различные технологии – обработка зерен поверхностно-активными веществами, образование ферромагнитных зерен непосредственно в образце, например методом химического синтеза в коллоидном растворе, электрохимическое осаждение в поры. Мы ограничились простым длительным растиранием порошка  $\gamma$ -оксида железа в эпоксидной смоле, полагая, что при относительно небольшом количестве слипшихся зерен их влияние скажется в большей мере в области больших полей, т.е. на «хвостах» распределения. На рис. 1а представлены поперечные профили плотности  $P(H)$  (распределения по полям взаимодействия) для приготовленных таким образом образцов. Кривые получены дифференцированием зависимостей  $J_{\text{н}}(H)$  при фиксированном значении максимальной амплитуды переменного поля. Для удобства сравнения они построены в относительном масштабе, за 100 процентов принята плотность в полосе, непосредственно прилегающей к биссектрисе ДП. Заметим, что описываемым методом измеряется не распределение абсолютных значений полей взаимодействия, как это принято в теоретических исследованиях, а распределение составляющих этого поля на направление поля намагничивания, что, впрочем, не принципиально.

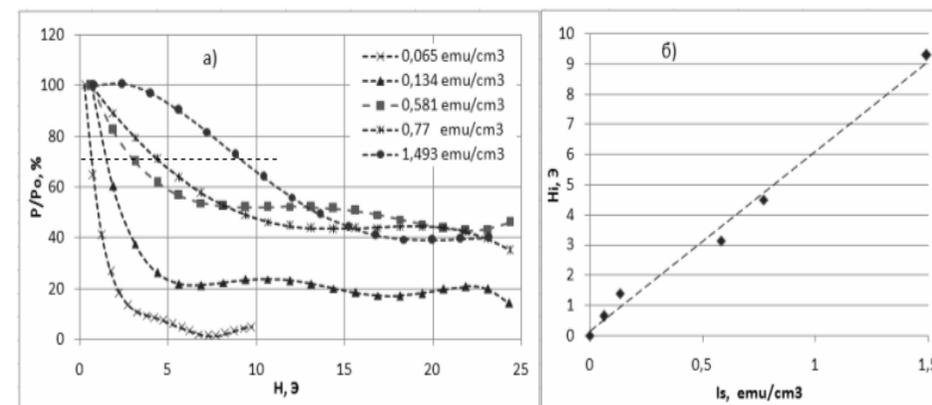


Рис. 1. а) – поперечные профили ДП искусственных образцов различной концентрации; б) – зависимость среднего поля взаимодействия от намагниченности насыщения, полученная по кривым (а).

Важнейшей характеристикой магнитного взаимодействия, наряду с функцией распределения, является среднее поле взаимодействия. Теоретические оценки этого поля указывают на пропорциональность его величине спонтанной намагниченности и объемной концентрации ферромагнетика  $H_i = k \cdot J_s$ . Поскольку концентрация ферромагнетика часто бывает неизвестна, это же соотношение можно выразить через намагниченность насыщения образца  $H_i = k \cdot J_s$ . Коэффициент пропорциональности  $k$  может изменяться в пределах от 1 до 10 и зависит от принятого закона распределения и способа усреднения. Для оценки среднего поля по экспериментальным кривым нам представляется разумным определить его как поле, при котором кривые пересекают некоторый фиксированный уровень, например 0.7 от  $P_{max}$ . На рис. 16 представлена полученная таким образом зависимость среднего поля взаимодействия от намагниченности насыщения. Некоторый разброс точек свидетельствует о том, что нам не удалось добиться однородного распределения частиц, однако линейная зависимость видна достаточно отчетливо.

Мы предприняли попытку получения образцов с однородным распределением ферромагнитных зерен путем окисления мелкодисперсных зерен неферромагнитного пирита в каолине. На рис. 2 представлены распределения для двух образцов, полученных по такой технологии, и имеющих существенно различную концентрацию. Как видно, и в этом случае наблюдается закономерный рост поля взаимодействия с ростом концентрации. Однако плохая контролируемость реакции не позволяет получить представительный набор образцов с одинаковыми свойствами зерен и отличающимися только их концентрацией.

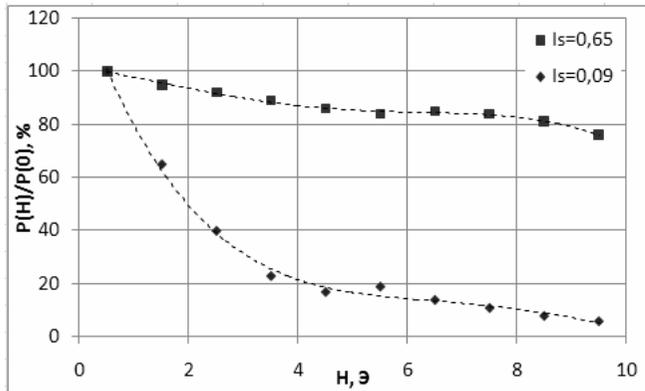


Рис. 2. Поперечные профили ДП образцов, полученных в результате окисления зерен пирита при различной их исходной концентрации.

На рис. 3 представлены результаты измерения полей взаимодействия для двух образцов горных пород с близкими магнитными свойствами (коэрцитивные спектры, кривые термомагнитного анализа). Как видно из рис. 3а, образец 21 при вдвое меньшей намагниченности насыщения имеет более широкое распределение полей взаимодействия. Этот факт можно объяснить особенностями пространственного распределения частиц, например, группированием их в кластеры повышенной плотности. На этом образце изучалось также изменение полей взаимодействия при изменении температуры (рис. 3б). В этих экспериментах из-

менялась не концентрация ферромагнетика, а его спонтанная намагниченность. Как видно из рисунка, наблюдается закономерное уменьшение взаимодействия с температурой. Естественно, трудно ожидать в этом случае линейной зависимости поля взаимодействия от величины спонтанной намагниченности, так как с изменением температуры изменяются многие характеристики ферромагнетика.

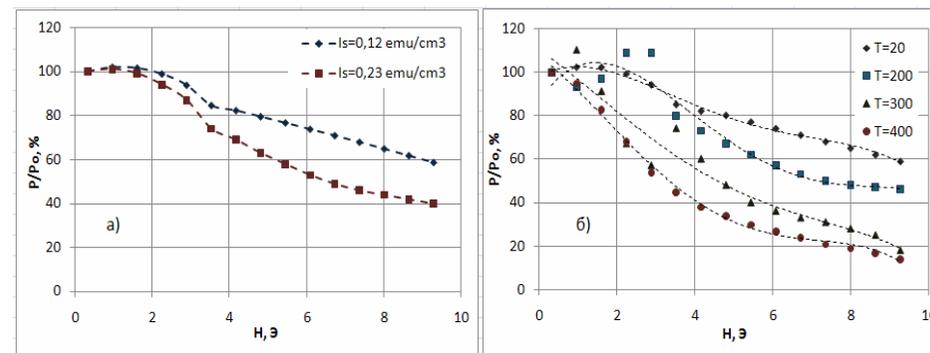


Рис. 3. Поперечные профили ДП образцов горных пород. а) – Температура 20°C (обр. 21 –  $I_s = 0,12 \text{ emu/cm}^3$ , обр. 23 –  $I_s = 0,23 \text{ emu/cm}^3$ ); б) – Поперечные профили для обр. 21 при различной температуре.

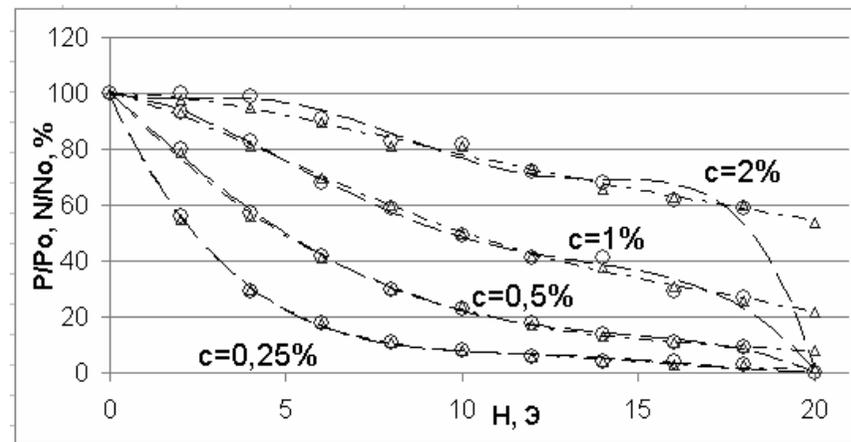


Рис. 4. Результаты моделирования распределения полей взаимодействия и поперечных профилей для различных концентраций частиц.

Наряду с экспериментами над реальными образцами мы предприняли попытку машинного моделирования этих же экспериментов на модели образца, составленного из конечного числа частиц. Модель представляет собой набор заданного числа частиц, распределенных в кубическом образце с необходимой концентрацией. Пространственное распределение их, осей легкого намагничивания, а так же распределение по объемам и критическим полям можно задавать произвольно. Для такой, достаточно реалистичной, на наш взгляд модели, рассчитывались поля взаимодействия в месте расположения каждой частицы и соответствующие распределения. Пересекающиеся и слипшиеся частицы исключались из модели. К полученному образцу применялась процедура идеального

намагничивания и строились поперечные профили ДП. На рис. 4 приведены результаты таких построений для четырех концентраций ферромагнетика. В этом примере образец состоял из 1000 частиц, случайно распределенных по объему, все характеристики которых так же приняты случайными. Там же приведены распределения полей взаимодействия  $N(H)$ , полученные прямым расчетом, практически совпадающие с поперечными профилями. Разработанный метод моделирования может быть полезен при изучении влияния различных факторов на распределение полей взаимодействия, таких как упорядоченное пространственное распределение, группирование частиц в кластеры и т.д.

Приведенные выше результаты свидетельствуют о том, что поперечные профили магнитной плотности адекватно отражают реальное распределение полей взаимодействия в реальных образцах. Среднее поле, вычисленное по результатам этих экспериментов оказывается несколько завышенным по сравнению с теоретическими оценками (коэффициент пропорциональности между намагниченностью насыщения и средним полем 5-15). Однако нужно принимать во внимание, во-первых, условность принятого нами способа его определения, и, во-вторых, возможность значительных различий пространственного распределения частиц в реальных образцах и теоретических моделях.

Таким образом, показана принципиальная возможность экспериментального измерения распределения полей взаимодействия и среднего поля взаимодействия в однодоменных образцах. Метод можно использовать в качестве дополнительного инструмента при исследованиях гранулированных ферромагнитных материалов. Отметим, что в отличие от других известных методов исследования явлений магнитного взаимодействия [1–3], для его применения не требуется наличие сложной измерительной техники и громоздкой математической обработки, достаточно одной единственной зависимости идеальной остаточной намагниченности от величины постоянного поля.

На этом этапе мы ограничились рассмотрением случая слабых взаимодействий, при которых поле взаимодействия не превышает критического поля частиц и, следовательно, распределение не зависит от магнитного состояния образца. Случай сильных взаимодействий, при котором эта стабильность нарушается, требует иных подходов и может служить предметом отдельного исследования.

1. Xiao-dong Che & H. Neal Bertram // J. Magn. Magn. Mater., 1992, **116**, p.121.
2. R. Proksch & B. Moskowitz // J. Appl. Phys., 15 May 1994, **75** (10), p.5894.
3. C.R. Pike, A.P. Roberts, K.L. Verosub // J. Appl. Phys., 1 May 1999, **85** (9), p.6660.
4. Иванов В.А., Шолто Л.Е. // Изв. АН СССР, Физика Земли, 1982, 8, с.84.
5. Щербаков В.П., Щербакова В.В. // Изв. АН СССР, Физика Земли, 1975, 9, с.101.

## ТРАНСРЕГИОНАЛЬНАЯ МАГНИТОСТРАТИГРАФИЧЕСКАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ НЕОГЕНОВЫХ ФОРМАЦИЙ

Л.В. Гребенюк

ГОУ ВПО Саратовский государственный университет, (Grebenuk2@yandex.ru)

Построена региональная магнитостратиграфическая схема неогеновых отложений юга Европейской России и Закавказья, базирующаяся на основе усовершенствованной местной схемы Кавказской области и созданной схемы Северного Прикаспия и Нижнего Поволжья [1].

Привязка магнитозон Кавказско-Каспийской схемы к хронам Общей магнитохронологической шкалы и магнитозонам Средиземноморской схемы [2] затруднена из-за сложной структуры магнитной зональности всех модификаций палеомагнитной шкалы неогена. Для проведения дальних корреляций, выделенные в региональной магнитостратиграфической схеме неогена 92 магнитозоны прямой (N) и обратной (R) полярности сгруппированы в 16 сложнопостроенных ортозон.

Достоверность привязки ортозон к магнитным хронам Общей магнитохронологической шкалы и магнитозонам схемы Средиземноморья должна обеспечиваться надежным палеонтологическим контролем. Однако биогеографическая изоляция Средиземноморского и Паратетического бассейнов в неогене во многом ограничивает контрольные функции палеонтологии. Принципиальное значение в этом плане приобрели находки океанского нанопланктона в разрезах Черноморской области, которые были использованы затем в дальних корреляциях [3]. Эти сопоставления продолжены в настоящей работе с использованием 13 нанопланктонных уровней, заимствованных из работы Л.А.Невесской с соавторами [4].

В палеомагнитных колонках Общей магнитохронологической шкалы и схем неогена юга Европейской России и Средиземноморской области на фоне частого чередования узких разнополярных зон фиксируются более крупные магнитозоны прямой полярности. Эти специфические N-зоны могут служить дополнительными реперами для разбивки палеомагнитной шкалы на отдельные отрезки, по которым и целесообразно проводить корреляцию (с учетом данных палеонтологии). Сопоставление магнитостратиграфической схемы неогена юга Европейской России и Закавказья с магнитохронологической шкалой и Средиземноморской схемой приводится ниже (рис. 1).

Согласно данным М.Ф.Носовского и А.К.Богдановича [5], в алкунской свите определен нанопланктон зон NP25-NN1, что позволяет сопоставить кавказский региоюрис с аквитаном Средиземноморской области. Ортозона преимущественно обратной полярности  $R_1N_1k-s$ , приуроченная к кавказию и нижней половине сакараула, структурно близка магнитозонам 21 и 20 разреза Средиземноморья и хронам C6Cn-C6r Общей магнитохронологической шкалы. Число n-микрозон в сравниваемых палеомагнитных колонках варьирует от 5 до 8.

Палеомагнитным репером при дальних корреляциях может служить крупная ортозона прямой полярности  $N_1N_1s$  и нижняя часть ортозоны  $R_2N_1kz-t$ , которые соответствуют верхней половине сакараульского и низам коцахурского ярусов. В схеме Средиземноморья им соответствуют 19-ая, 18-ая и низы 17-ой магнито-