

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ: От Магнитных Доменов до Геологических Террейнов

Электронное Издание, Май 1998

Роберт Ф. Батлер
Отдел Геофизических исследований
Университет Аризоны
Тусон, Аризона¹

¹ *От переводчика*

Перевод книги я сделал для студентов-палеомагнитологов кафедры физики Земли физического факультета СПбГУ. — По-русски все-таки читать при обучении легче.

Учитывая, что образование наших студентов в области геологии очень несильное, я позволил себе кой-какие геологические термины пояснить в сно-сках, чего не было у автора.

Читатель заметит, что все рисунки остались в английской версии. Про-сто, в графику я не решился вдаваться, но уж в этих-то пределах, надеюсь, чи-татель справится с переводом сам.

Очень большую помощь в переводческой и литературной части работы оказал мне А. А. Костеров, выполнивший тщательную завершающую редакцию текста.

В. А. Шашканов
Санкт-Петербург, Петродворец

Предисловие к Электронному Изданию **Палеомагнетизм: От Магнитных Доменов до Геологических Террейнов**

Эта электронная версия книги **ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ: От Магнитных Доменов до Геологических Террейнов** сделана доступной для использования “студентами палеомагнетизма”. В данном случае, “студент” означает любого, кто имеет интерес к палеомагнетизму, достаточный, чтобы прочитать этот текст с целью получить основное понимание предмета.

Поскольку издательство Blackwell Science Inc., где вышло первое издание книги, приняло решение не допечатывать больше дополнительных экземпляров, я получил авторское право на книгу с целью сделать ее доступной большому числу заинтересованных лиц. Некоторые лица, особенно Марк Безонен из Университета Амхерст, Массачусетс, поощрили меня переформатировать текст в PDF-файлы, к которым можно было бы обратиться через Интернет или через ftp. Как со всеми подобными усилиями, это потребовало намного больше времени, чем я первоначально предполагал, хотя сделать это было сравнительно просто. Как это часто случается, кто-то другой, а не автор, сделал большую часть работы. В данном случае это был Норман Мидер. Норман взял на себя изучение пакетов PageMaker и Adobe Acrobat, чтобы преобразовать текст и графические файлы книги в PDF-файлы. Много часов его времени ушло на это. Все, что я должен был сделать, это вычитать главы в их преобразованном виде. Я очень благодарен Норману за его усилия в этом проекте и его внимание к деталям. Я также благодарю Стива Соренсона за управление компьютерной системой, на которой были подготовлены и хранятся файлы этой электронной версии книги.

Поскольку я теперь обладаю авторским правом на книгу **ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ: От Магнитных Доменов до Геологических Террейнов**, я вполне законно могу разрешить пользователям делать копии этой электронной версии для их личного использования. Я тем самым даю разрешение любому лицу, сделавшему твердую копию этих PDF-файлов, делать дополнительные твердые ксерокопии или размножать их другими средствами для некоммерческого использования. Важность этого разрешения, очевидно, в том, чтобы позволить преподавателям сделать так много твердых копий этой книги для групп студентов, сколько они пожелают и по самой низкой стоимости. Если Вы желаете изготовить твердые копии в коммерческой фирме, я рекомендую, чтобы Вы показали эту страницу персоналу этих фирм, чтобы уверить их, что ничье авторское право не нарушается при изготовлении твердых копий для личного использования или использования в формальных или неформальных курсах лекций.

Если Вы желаете цитировать книгу **ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ: От Магнитных Доменов до Геологических Террейнов**, Вы должны ссылаться на оригинальную версию, опубликованную в 1992, используя стандартные способы цитирования.

Искренне Ваш,
Роберт Ф. Батлер
Профессор Геофизики
Университет Аризоны
Тусон, AZ 85721
Май 1998

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ	3
ПРЕДИСЛОВИЕ	7
БЛАГОДАРНОСТИ.....	9
ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ В ГЕОМАГНЕТИЗМ	11
НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ.....	11
МОДЕЛЬ ОСЕВОГО ГЕОЦЕНТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ	13
СОВРЕМЕННОЕ ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ	14
ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ.....	18
ПРИРОДА ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ	21
ПРИЛОЖЕНИЕ 1.1: О ЕДИНИЦАХ	23
ГЛАВА 2. ФЕРРОМАГНИТНЫЕ МИНЕРАЛЫ	26
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ	26
Диамагнетизм.....	26
Парамагнетизм.....	27
Ферромагнетизм.....	28
МИНЕРАЛОГИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИНЕРАЛОВ	31
Титаномagnetиты	32
Титаногематиты	34
Первичные FeTi-окислы	36
Распад (Exsolution).....	38
Вторичное окисление	39
Низкотемпературное окисление	41
Оксигидроксиды железа и сульфиды.....	41
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	42
УПРАЖНЕНИЯ	42
ГЛАВА 3. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ	44
ФЕРРОМАГНЕТИЗМ МЕЛКИХ ЧАСТИЦ	44
Магнитные домены.....	44
Однодоменные частицы	45
Энергия взаимодействия.....	46
Внутреннее размагничивающее поле.....	47
Анизотропия формы	48
Магнитокристаллическая анизотропия	49
Гистерезис в однодоменном зерне.....	50
Гистерезис многодоменного зерна	52
Псевдооднодоменное зерно.....	52
Магнитная релаксация и суперпарамагнетизм.....	53
Блокирующие температуры	55
ЕСТЕСТВЕННАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (NRM)	56
ТЕРМООСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (TRM).....	57
Теоретическая модель	57
Обобщение модели	60
PTRM	61
Роль размеров частиц.....	62
ХИМИЧЕСКАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (CRM).....	64
Модель образования CRM	64
ДЕТРИТОВАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (DRM)	66
Седиментационная компонента DRM (классическая модель).....	66
Соображения о постседиментационном выравнивании	68
Броуновское движение и постседиментационное выравнивание.....	70
Эффекты размера зерна.....	72
Фиксация DRM.....	73
ВЯЗКАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (VRM)	73

Приобретение VRM.....	74
Вязкая остаточная намагниченность в псевдооднородных и многодоменных частицах.....	76
Термовязкая остаточная намагниченность (TVRM).....	76
Предостережения и резюме.....	79
ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (IRM)	79
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	80
Термоостаточное намагничивание:.....	80
Ориентационное намагничивание:	80
Вязкое намагничивание:	80
Изотермическая намагниченность, вызванная ударами молний:	81
УПРАЖНЕНИЯ	81
ГЛАВА 4. ОТБОР ОБРАЗЦОВ, ИЗМЕРЕНИЕ.....	82
И ПРЕДСТАВЛЕНИЕ NRM (ЕОН)	82
ОТБОР ПАЛЕОМАГНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ	82
Типовая схема отбора коллекций	82
Типы образцов	83
Некоторые комментарии относительно отбора образцов.....	85
ИЗМЕРЕНИЕ ЕОН.....	86
Представление направлений ЕОН	87
Переход от системы координат образца к географическим координатам	89
Поправка за наклон слоя	90
ДОВОДЫ В ПОЛЬЗУ ВТОРИЧНОСТИ ЕОН.....	92
Характеристическая ЕОН	92
Распределения компонент ЕОН.....	92
ИДЕНТИФИКАЦИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИНЕРАЛОВ	94
Микроскопия.....	94
Микроскопия.....	94
Определение температуры Кюри.....	95
Анализ коэрцитивного спектра	98
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	100
УПРАЖНЕНИЯ	100
ГЛАВА 5. ПАЛЕОМАГНИТНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ	103
МЕТОДЫ ПАРЦИАЛЬНОГО РАЗМАГНИЧИВАНИЯ.....	103
Теория размагничивания переменным полем.....	103
Теория температурного размагничивания.....	105
Химическое размагничивание.....	106
Методы "поступенного" размагничивания	106
Графические представления	107
Некоторые реальные примеры	112
Перекрывание блокирующих температур или коэрцитивных спектров.....	115
А если больше, чем две компоненты?.....	116
Анализ главных компонент	118
Более совершенные методы.....	119
ПОЛЕВЫЕ ИСПЫТАНИЯ ПАЛЕОМАГНИТНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ.....	120
Тест (метод) складки	120
Синскладчатая намагниченность	121
Тест конгломерата.....	123
Тест обращения (инверсий)	123
Тест обожженного контакта и тест согласия	125
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	126
УПРАЖНЕНИЯ	127
ГЛАВА 6. СТАТИСТИКА ПАЛЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ.....	129
НОРМАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ.....	129
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФИШЕРА	131
Вычисление среднего направления	133
Оценки дисперсии.....	133
Доверительный интервал	134
Некоторые иллюстрации.....	135
Нефишеровские распределения.....	138

СРЕДНЕСАЙТОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ.....	139
ТЕСТЫ ЗНАЧИМОСТИ.....	142
Сравнение направлений.....	143
Тест на случайность (хаотичность).....	145
Сравнение точности (тест складки).....	145
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.....	147
УПРАЖНЕНИЯ.....	148
ГЛАВА 7. ПАЛЕОМАГНИТНЫЕ ПОЛЮСЫ.....	149
ПРОЦЕДУРА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛЮСА.....	149
ТИПЫ ПОЛЮСОВ.....	151
Геомагнитный полюс.....	152
Виртуальный геомагнитный полюс.....	152
Палеомагнитный полюс.....	152
ОТБОР ОБРАЗЦОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЕКОВЫХ ВАРИАЦИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ.....	155
Палеовековые вариации.....	155
Голоценовые лавы западных Соединенных Штатов.....	157
ПРИМЕРЫ ПАЛЕОМАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ.....	159
Палеоценовые интрузивы с севера и из центра Монтаны.....	159
Юрские горные породы юго-восточной Аризоны.....	160
Два проблемных случая.....	161
ПРЕДОСТЕРЕЖЕНИЯ И РЕЗЮМЕ.....	163
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА.....	165
УПРАЖНЕНИЯ.....	166
ГЛАВА 8. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....	167
МАГНЕТИЗМА ГОРНЫХ ПОРОД.....	167
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТИ ПО ТЕРМОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ.....	167
ОШИБКА НАКЛОНЕНИЯ DRM.....	170
БИОМАГНЕТИЗМ: ПТИЦЫ ДЕЛАЮТ ЭТО, ПЧЕЛЫ ДЕЛАЮТ ЭТО.....	174
МОРСКИЕ ОСАДКИ.....	175
Мелководные (<i>hemipelagic</i> = полуморской) осадки.....	177
Морские осадки.....	179
Древние известняки.....	179
МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ.....	180
ХИМИЧЕСКОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ.....	182
ПРОБЛЕМА КРАСНОЦВЕТОВ.....	185
УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ.....	190
ГЛАВА 9. ГЕОХРОНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ.....	195
ПОСТРОЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЫ ГЕОМАГНИТНОЙ.....	196
ПОЛЯРНОСТИ.....	196
Плейстоцен-плиоцен.....	196
Углубление в миоцен.....	199
Морские магнитные аномалии.....	199
О номенклатуре.....	201
Биостратиграфические калибровки.....	203
GPTS в позднем мелу – кайнозое.....	208
Поздний мезозой.....	209
Ранний мезозой, палеозой и докембрий.....	210
СТРАТИГРАФИЯ НА ОСНОВЕ МАГНИТНОЙ ПОЛЯРНОСТИ.....	212
Некоторые общие положения.....	212
Плиоцен-плейстоценовая формация Святого Давида (<i>St. David Formation</i>).....	214
Осадочные породы группы Сивалик (<i>Siwalik</i>).....	216
Седиментология Сивалика.....	220
УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ.....	222
ГЛАВА 10. ПРИЛОЖЕНИЯ К ПАЛЕОГЕОГРАФИИ.....	225
ГИПОТЕЗА ГЕОЦЕНТРИЧЕСКОГО ОСЕВОГО ДИПОЛЯ.....	225
Последние 5 миллионов лет.....	225
Более древние геологические интервалы.....	226

Отклонения второго порядка.....	228
Палеомагнитные полюсы и палеогеографические карты	229
ТРАЕКТОРИИ КАЖУЩЕГОСЯ БЛУЖДЕНИЯ ПОЛЮСА	232
Построение ТКБП.....	233
Палеомагнитные полюсы Эйлера	235
ПАЛЕОГЕОГРАФИЧЕСКИЕ РЕКОНСТРУКЦИИ КОНТИНЕНТОВ	238
Некоторые общие принципы	238
Реконструкция Европы–Северной Америки	241
Реконструкции Пангеи.....	242
Палеозойский дрейф Гондваны.....	245
УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ.....	247
ГЛАВА 11.	251
ПРИЛОЖЕНИЯ К РЕГИОНАЛЬНОЙ ТЕКТОНИКЕ	251
НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ	251
ПОПЕРЕЧНЫЕ ГРЯДЫ, КАЛИФОРНИЯ: СИЛЬНОЕ МОЛОДОЕ ВРАЩЕНИЕ	256
ВУЛКАНИТЫ ГОБЛА (GOBLE): БОЛЕЕ ДРЕВНЕЕ МАЛОЕ ВРАЩЕНИЕ	259
РАНГЕЛИЯ В АЛЯСКЕ: ДАЛЕКО ПРОДВИНУВШИЙСЯ ТЕРРЕЙН	264
Палеомагнетизм Nikolai Greenstone.....	265
Неоднозначность определения полярности палеополя (в какой полусфере?).....	268
ПРЕДОСТЕРЕЖЕНИЯ И РЕЗЮМЕ.....	269
УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ.....	272
ПРИЛОЖЕНИЕ: ВЫВОДЫ ФОРМУЛ.....	275
ВЫВОД УРАВНЕНИЙ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ.....	275
УГОЛ МЕЖДУ ДВУМЯ ВЕКТОРАМИ (И РАССТОЯНИЕ БОЛЬШОГО КРУГА МЕЖДУ ДВУМЯ ГЕОГРАФИЧЕСКИМИ ПУНКТАМИ)	276
ТЕОРЕМА СИНУСОВ И ТЕОРЕМА КОСИНУСОВ.....	277
ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЮСА ПО НАПРАВЛЕНИЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	278
ДОВЕРИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕРВАЛЫ ВЫЧИСЛЕННЫХ ПОЛОЖЕНИЙ ПОЛЮСОВ: ΔP И ΔM	281
ОЖИДАЕМОЕ НАПРАВЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	284
ВРАЩЕНИЕ И ВЫПОЛАЗИВАНИЕ В ПРОСТРАНСТВЕ НАПРАВЛЕНИЙ	285
ВРАЩЕНИЕ И СМЕЩЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕ ПОЛЮСОВ.....	287
ПАЛЕОШИРОТЫ И ДОВЕРИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕРВАЛЫ	288

ПРЕДИСЛОВИЕ

Такие термины, как континентальный дрейф, раскрытие океанского дна и тектоника плит, как понимают даже негеологи, отражают подвижность литосферных плит Земли. Революция в науках о Земле, которая произошла в 1960-ые годы, изменила наши представления о Земле. Согласно прежним представлениям, это была довольно статичная планета со случайными горообразовательными эпизодами непонятного происхождения. Наше нынешнее представление о ней таково: это динамическая система континентальных и океанских литосферных плит с часто изменяющимися относительными движениями, которые являются в значительной степени ответственными за структурное развитие Земли. Палеомагнетизм предоставил некоторые из количественных данных о прошлых местоположениях континентов и океанских плит; эти наблюдения стали краеугольным камнем теории тектоники плит. Сегодня палеомагнетизм обеспечивает данные об истории движений «заподозренных» террейнов относительно внутренних областей континентов и проливает свет на процессы, в результате которых растут континенты и формируются горные пояса. Кроме того, палеомагнетизм обеспечил кардинальное уточнение стратиграфических корреляций и геохронологических калибровок для зонирования морских и неморских окаменелостей. Эти успехи в геохронологии играют важную роль в анализе биологической эволюции.

Число научных публикаций, освещающих как тектонические, так и геохронологические приложения палеомагнетизма, выросло взрывообразно за последние 20 лет. Современный палеомагнетизм начинался в нескольких скромно оборудованных лабораториях в Англии, Франции, Соединенных Штатах и Японии с полным штатом приблизительно 10-12 палеомагнитологов в конце 1950-ых. Палеомагнетизм ныне вырос в технологически сложную область исследований с множеством лабораторий и несколькими сотнями ученых, для которых он является основной областью научных интересов. Вследствие широкого и все растущего влияния палеомагнетизма, большое число ученых, занимающихся науками о Земле, испытывают потребность в элементарных знаниях о палеомагнетизме. Но без руководства опытного в палеомагнитных исследованиях преподавателя трудно выстроить картину основных знаний о предмете на основе существующего (и довольно внушительного) массива литературы по палеомагнетизму и магнетизму горных пород. Эта книга предназначена объяснить заинтересованному геологу или геофизику (студенту или уже не студенту), как "работает" палеомагнетизм. Введение в фундаментальные принципы палеомагнетизма сопровождается примерами тектонических и геохронологических приложений.

Главное внимание уделено обеспечению твердого понимания основ палеомагнитологии. Базовые блоки здесь – геомагнетизм, магнетизм горных пород и собственно палеомагнитные методы. Главы 1 – 7 вводят в знание палеомагнитного метода на "промежуточном" уровне. В первых главах (особенно Главы 2 и 3), Вы должны освоить много новых понятий из физики магнетизма, пока еще не зная, как эта информация, в конечном счете, будет использована в палеомагнетизме. Хотя положения физики и математики, необходимые для понимания каждого конкретного положения, не особенно трудны, сумма этих новых понятий, представленных в быстрой последовательности, требует для восприятия некоторого напряжения. Усилия и усердие, которые вы затратите при изучении этих начальных глав, принесут Вам дивиденды в более поздних главах. Несомненно, чтобы понять и правильно оценить палеомагнетизм, необходимо иметь глубокие познания в магнетизме горных пород и геомагнетизме.

Главы 4 – 7 продолжают развитие методологии палеомагнетизма. В этих главах изложены основы палеомагнитной техники. Сюда входят: изложение схем отбора образцов, основные лабораторные процедуры, обеспечивающие правильное применение

принципов магнетизма горных пород, и вопросы статистической обработки палеомагнитных данных. Основной упор сделан на иллюстрации и реальные примеры, потому что палеомагнитный материал является в значительной степени геометрическим, и картинки дают возможность лучше, чем слова, помочь в развитии интуиции по отношению к принципам палеомагнетизма.

Главы 8 – 11 – это главы, посвященные приложениям, своеобразная награда изучившему принципы палеомагнетизма. В них использован принцип анализа конкретных примеров. Вместо того, чтобы пытаться дать полный обзор всех "прошлых" и современных приложений, детально обсуждается сравнительно небольшое число конкретных примеров. В Главе 8 на основе принципов магнетизма пород, введенных в Главе 3, рассматривается несколько специальных вопросов магнетизма горных пород. Построение шкалы магнитной полярности кратко рассмотрено в Главе 9. Этот обзор сопровождается примером приложения идей магнитной стратиграфии к разнообразным геохронологическим проблемам. Глава 10 представляет принципы палеомагнитных приложений к палеогеографии и исследует формирование и рассеивание суперконтинентов в течение фанерозоя. В Главе 11 рассматриваются приложения к региональной тектонике с акцентом на роль палеомагнетизма в развитии представлений о движениях земной коры. В этих "прикладных" главах особое внимание обращено на то, насколько принципы, сформулированные в предыдущих главах, являются решающими при решении классических и современных проблем палеомагнетизма.

В первых главах, где акцент сделан на развитии фундаментальных понятий, предложенные для чтения работы даны списком в конце глав вместо того, чтобы включать ссылки в сам текст. Но в прикладных главах ссылки включены в текст, чтобы обеспечить точное впечатление от развивающейся палеомагнитной базы данных и различий в интерпретациях наблюдений. Эти ссылки могут также служить подспорьем при выборе конкретных тем, которые читатель может захотеть исследовать. В приложении даны детали математических выводов, которые ведут к результатам, используемым в главном тексте. Об истории палеомагнетизма здесь сказано очень немного, главным образом потому, что другие авторы дают превосходные обзоры, основанные на личных воспоминаниях (см. предложенный список работ).

Всюду по тексту, первые употребления важных терминов или ключевых понятий напечатаны курсивом. Это привлекает специальное внимание к определениям и понятиям (концепциям), с которыми нужно справиться, чтобы понять палеомагнетизм. По крайней мере, первые упоминания векторных объектов напечатаны жирным шрифтом, чтобы подчеркнуть, что они имеют и направление, и величину. Хотя при последующих упоминаниях эти векторы обычно напечатаны стандартным (нежирным) шрифтом, важно помнить о векторной природе этих объектов. Несколько учебных задач включено в концах Глав 1 – 7. Работа по решению этих задач поможет Вам прочувствовать основные принципы, представленные в соответствующих главах. Руководство по их решению может быть предоставлено издателем (автором) любому преподавателю, решившему использовать эту книгу для своих курсов.

Итак, Введение демонстрирует выбранный нами подход к изложению материала. Знание материала, представленного в этой книге, позволит вам читать современные научные статьи по палеомагнетизму и понимать основные цели, методологию и результаты. Так что давайте его освоим.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

W. Glen, *The Road to Jaramillo*, Stanford Univ. Press, Stanford, 459 pp., 1982.

Эта книга знакомит с построением временной шкалы геомагнитных инверсий и ее ролью в теории тектоники плит. Содержит превосходное изложение истории науки (с персоналиями).

E. Irving, The paleomagnetic confirmation of continental drift, Eos Trans. AGU, v. 69, 1001–1014, 1988.

Превосходный персональный отчет о палеомагнитном исследовании, приведшем к подтверждению гипотезы Вегенера о континентальном дрейфе.

R. T. Merrill and M. W. McElhinny, The Earth's Magnetic Field, Academic Press, London, 401 pp., 1983.

Глава 1 содержит полную историю геомагнетизма и палеомагнетизма.

N. D. Opdyke, Reversals of the Earth's magnetic field and the acceptance of crustal mobility in North America: A view from the trenches, Eos Trans. AGU, v. 66, 1177–1182, 1985.

Личный отчет об открытии обращений магнитной полярности в кернах глубоководных осадков и о событиях, ведущих к принятию идеи о расширении морского дна персоналом Ламонтской Обсерватории

D. H. Tarling, Paleomagnetism, Chapman and Hall, London, 397 pp., 1983.

Глава 1 предлагает полную историю палеомагнетизма. Охватывает много вопросов, которые не рассматриваются в нашей книге.

БЛАГОДАРНОСТИ

Эта книга не могла бы быть закончена без значительной помощи коллег и семьи. Мёрл Бэк возглавляет список полезных коллег. Мёрл организовал мое пребывание в Университете Западного Вашингтона, что обеспечило время для хорошего начала этого проекта. Мёрл также значительно повлиял на содержание книги. Он очень тщательно отредактировал первые главы и выполнил ранние версии некоторых из выводов, которые составили Приложение. Помощь Мёрла признана с благодарностью.

Многие коллеги читали части текста и обеспечили важную обратную связь. Стив Мей заслуживает специального упоминания за редакционные комментарии и предложения по тексту в целом. Очень полезные формальные обзоры частей книги были сделаны Кеном Кодамой, Робом Коу, Джимом Дилом и Питером Шайвом (Ken Kodama, Rob Coe, Jim Diehl, and Peter Shive). Многие коллеги сделали полезные обзоры отдельных глав. Среди них Дейв Базард, Сью Беске-Дил, Питер Кони, Билл Дикинсон, Текла Хармс, Джек Хиллхауз, Билл Лоури, Пол Райли, Роб Ван дер Ву и Рэй Уэллс (Dave Bazard, Sue Beske-Diehl, Peter Coney, Bill Dickinson, Tekla Harms, Jack Hillhouse, Bill Lowrie, Paul Riley, Rob Van der Voo, and Ray Wells). Важный вклад в виде микрофото-снимков или данных для рисунков был внесен Стивом Хаггерти, Чадом МакКэйбом, Ходжатоллой Вали, Кеном Верозубом и Тэдом Уолкером (Steve Haggerty, Chad McCabe, Hojatollah Vali, Ken Verosub, and Ted Walker). Гэри Кальдероне (Gary Calderone) предоставил несколько компьютерных программ, которые способствовали созданию рисунков для Главы 6.

Все рисунки были приготовлены на компьютерах Эпл®Макинтош™. Большинство рисунков было сделано автором с помощью программ MacDraw ® II, TerraMobilis™, Стерео™, Cricketgraph™ и Wingz™. Пол Мироча (Paul Mirocha) мастерски подготовил рисунки 1.4, 1.6, 1.11, 2.6, 2.9, 4.3, 5.3 и 7.1, которые оказались выше моих способностей. Текст был приготовлен с помощью Microsoft® Word™ и с MathType™ 2.0, использованной для набора уравнений. Я должен принести особую благодарность Норму Мидеру (Norm Meader) за его дотошную помощь в подготовке текста.

Саймон Роллизон (Simon Rallison) оказался чрезвычайно полезен в его роли редактора в Blackwell Scientific Publications. Его постоянная поддержка и деликатные напоминания о вещах, которые нуждались во внимании, обеспечили меня правильным руководством.

Эта книга посвящена моей жене Патриции за ее неизменную поддержку во все время выполнения этого проекта. Обеспечивать программу годовичного отпуска и держать семейный корабль на плаву было только частью ее участия. Как малую компенсацию за мое частое отсутствие во время подготовки рукописи, наше семейство решило, что мы должны предпринять путешествие в честь завершения этой книги. Я надеялся увидеть гавайские вулканы. Однако мой сын Дэвид решил, что местом назначения для нас должен стать Диснейлэнд. Я не знаю, что делают другие, заканчивая книгу, но я еду в Диснейлэнд.

ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ В ГЕОМАГНЕТИЗМ

Первый шаг палеомагнитного исследования состоит в том, чтобы получить картину геомагнитного поля прошлых геологических эпох. Это означает, что палеомагнетизм требует знания общей картины геомагнитной поля: пространственное распределение современного геомагнитного поля по земному шару, вариации поля. Уже первые шаги в изучении геомагнетизма приводят к необходимости обсуждения магнитных свойств горных пород.

НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Определим магнитный момент $\mathbf{M}$, намагниченность $\mathbf{J}$, магнитное поле $\mathbf{H}$ и магнитную восприимчивость χ .

Для пары магнитных зарядов (масс) $\pm m$, разделенных бесконечно малым расстоянием l (малый вектор расстояния $\mathbf{l}$), магнитный момент диполя или, более просто, магнитный момент $\mathbf{M}$ может быть определен так:

$$\mathbf{M} = m \cdot \mathbf{l} \quad (1.1)$$

Для замкнутого витка площади S с электрическим током I , магнитный момент равен:

$$\mathbf{M} = I \cdot S \cdot \mathbf{n} \quad (1.2)$$

где $\mathbf{n}$ – нормаль к поверхности витка.

Вращающий момент $\mathbf{L}$, испытываемый моментом $\mathbf{M}$ в магнитном поле $\mathbf{H}$, равен векторному произведению этих векторов:

$$\mathbf{L} = \mathbf{M} \times \mathbf{H} = MH \cdot \sin(\theta) \quad (\mathbf{L}/L), \quad (1.3)$$

где θ – угол между векторами $\mathbf{M}$ и $\mathbf{H}$ (рис. 1.1с)

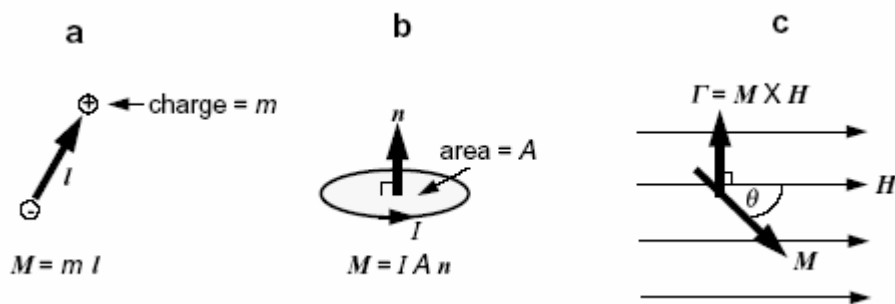


Рис. 1.1. (а) Магнитный диполь, построенный из пары магнитных зарядов. (б) магнитный диполь, построенный из круглой петли электрического тока. (с) Диаграмма, иллюстрирующая вращающий момент $\mathbf{L}$ для магнитного момента $\mathbf{M}$, который помещен в магнитное поле $\mathbf{H}$. Угол между $\mathbf{M}$ и $\mathbf{H}$ равен θ ; $\mathbf{L}$ перпендикулярен плоскости, содержащей $\mathbf{M}$ и $\mathbf{H}$.

Магнитный момент, который может свободно вращаться, ориентируется по направлению магнитного поля. Игла компаса "устроена" так, что ее магнитный момент

выравнивается вдоль горизонтальной компоненты геомагнитного поля, что позволяет определять магнитные азимуты направлений на местности. Энергия выравнивания магнитных моментов в магнитном поле:

$$E = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H} = -MH \cos \theta \quad (1.4)$$

Отрицательный знак в этом выражении требуется, чтобы минимум энергии достигался, когда $\mathbf{M}$ параллелен и сонаправлен с $\mathbf{H}$.

Намагниченность $\mathbf{J}$ материала это – величина магнитного момента единицы объема магнетика. Чтобы вычислять намагниченность однородно намагниченного тела, его полный магнитный момент надо разделить на объем тела:

$$\mathbf{J} = \frac{\sum_i \mathbf{M}_i}{\text{volume}} \quad (1.5)$$

Намагниченность может быть двух видов: полная (индуктивная) намагниченность и остаточная намагниченность. Когда материал находится под действием магнитного поля $\mathbf{H}$, он приобретает "полную" намагниченность $\mathbf{J}_i$. Эти величины связаны через магнитную восприимчивость χ :

$$\mathbf{J}_i = \chi \mathbf{H} \quad (1.6)$$

Таким образом, магнитная восприимчивость χ может быть расценена как «намагничиваемость» вещества. Вышеупомянутое выражение использует скаляр для восприимчивости, подразумевая, что $\mathbf{J}_i$ является параллельным $\mathbf{H}$. Однако, некоторые материалы показывают магнитную анизотропию, отчего $\mathbf{J}_i$ – не параллелен $\mathbf{H}$. В анизотропном веществе намагниченность не параллельна направлению магнитного поля. Для анизотропных веществ магнитная восприимчивость есть тензор K , требующий для своего полного описания 3×3 -матрицы. Кроме индуктивной намагниченности, отвечающей действующему магнитному полю, материал может также обладать остаточной намагниченностью $\mathbf{J}_r$. Эта остаточная намагниченность – результат воздействия «прошлых» магнитных полей, которые действовали на материал.

В палеомагнетизме направление вектора геомагнитного поля на поверхности Земли обычно определяется углами, показанными на рисунке 1.2. Вертикальная компонента H_z (H_v) геомагнитного поля $\mathbf{H}$ определена как положительная, если направлена вниз и равна

$$H_z = |\mathbf{H}| \cdot \sin I, \quad (1.7)$$

где I отклонение $\mathbf{H}$ от горизонтального: в пределах от -90° до $+90^\circ$, определенное как положительное – если вниз.

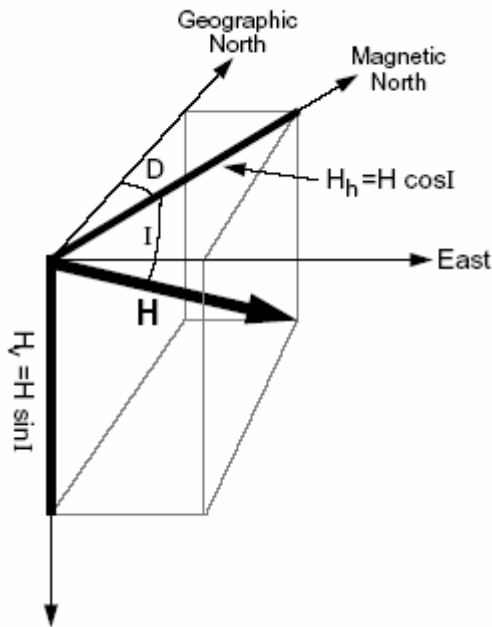


Рис. 1.2. Элементы геомагнитного поля. Вектор $\mathbf{H}$ может быть разложен на вертикальную компоненту $H_z = |\mathbf{H}| \cdot \sin I$ и горизонтальную компоненту $H = |\mathbf{H}| \cdot \cos I$.

Наклонение I есть угол между горизонтальной компонентой и полным вектором, склонение D – азимутальный угол между направлением на географический север и горизонтальной компонентой.

$$H_x = H \cdot \cos I \cdot \cos D,$$

$$H_y = H \cos I \cdot \sin D.$$

Согласно McElhinny (1973).

Горизонтальная компонента H равна $H = |\mathbf{H}| \cdot \cos I$. Северная и восточная компоненты равны, соответственно: $H_x = H \cdot \cos I \cdot \cos D$, $H_y = H \cos I \cdot \sin D$, где D – склонение, азимутальный угол между направлением на географический север и горизонтальной компонентой, изменяется от 0 до 360°, положителен – по направлению часовой стрелки. Задание углов D и I полностью определяет направление геомагнитного поля. Когда известны компоненты магнитного поля, его полная величина определяется как:

$$|\mathbf{H}| = \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}.$$

МОДЕЛЬ ОСЕВОГО ГЕОЦЕНТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ

Концепция, которая является основной во многих принципах палеомагнетизма, это концепция осевого геоцентрического диполя (ОГЦД), показанная на рис. 1.3. В этой модели принимается, что магнитное поле обеспечивается единым магнитным диполем, расположенным в центре Земли, и параллельным оси вращения Земли. Такое поле (поле ОГЦД) имеет следующие свойства (которые получены подробно в приложении:

$$H_h = \frac{M \cos \lambda}{r_e^3}$$

$$H_v = \frac{2M \sin \lambda}{r_e^3}$$

$$H = \frac{M}{r_e^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}$$

где M – дипольный магнитный момент геоцентрального диполя, λ географическая широта (далее – ϕ), изменяющаяся для Земли от -90° на южном географическом полюсе до 90° – на северном.

Длина стрелок на рис. 1.3 схематически показывает (в возрастании в 2 раза) увеличение величины поля от экватора до полюсов. Наклонение поля как функция географической широты определяется:

$$\tan I = \left(\frac{H_v}{H_h} \right) = \left(\frac{2 \sin \lambda}{\cos \lambda} \right) = 2 \tan \lambda$$

и "увеличивается" от -90° в географическом Южном полюсе до $+90^\circ$ в географическом Северном полюсе. Линии равных j параллельны географическим широтам. Для склонения поля ОГЦД всюду: $D = 0$.

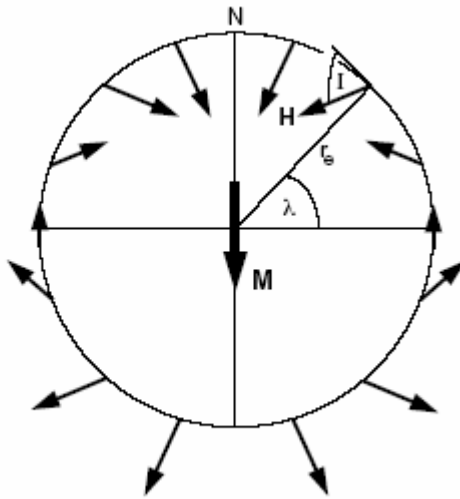


Рис. 1.3. Модель осевого геоцентрического диполя. Магнитный диполь $\mathbf{M}$ помещен в центр Земли и выровнен вдоль оси вращения; географическая широта — λ ; средний радиус Земли — r_e ; направления магнитного поля, произведенного геоцентрическим осевым диполем у поверхности Земли, схематично показаны стрелками; наклонения j показаны (способ отсчета) для одного местоположения; N — северный географический полюс. Согласно McElhinny (1973).

СОВРЕМЕННОЕ ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Морфология современного геомагнитного поля лучшим образом может быть иллюстрирована с помощью карт изолиний, которые показывают ту или иную компоненту (тот или иной ЭЛЕМЕНТ) поля на мировой карте. Рис. 1.4 показывает распределение наклонения реального геомагнитного поля по поверхности Земли. Геомагнитный экватор (линия $I = 0^\circ$) "соседствует" с географическим экватором, и наклонения положительны в северном полушарии и отрицательны в южном полушарии. Эта картина недалека от морфологии поля геоцентрального осевого диполя, но есть очевидные отклонения от этой самой простой конфигурации. Магнитные полюсы ("точки", где $I = \pm 90^\circ$; называемые также "полюсами по наклонению") расположены не в географических полюсах, как должно бы быть для поля ОГЦД, да и магнитный экватор "колеблется" возле географического экватора. Современное геомагнитное поле, очевидно, имеет более сложный вид, чем поле ОГЦД, и модель ОГЦД должна быть развита, чтобы лучше описать поле. Наклонный геоцентрический диполь наклонен к оси вращения, как показано на рис. 1.5. Наклонный геоцентральный диполь, который лучше всего описывает современное геомагнитное поле, имеет угол $\sim 11.5^\circ$ с осью вращения.

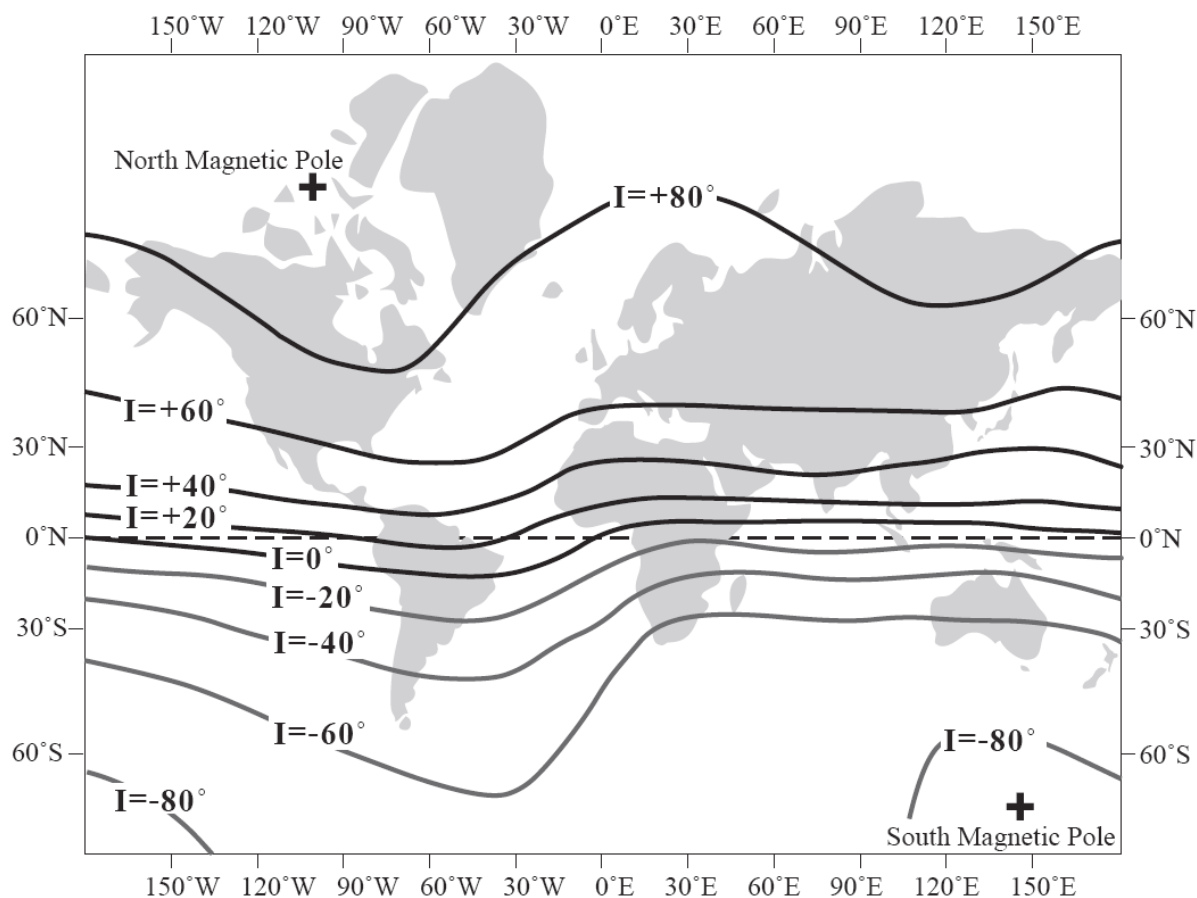


Рис. 1.4. Карта изолиний магнитного поля Земли на 1945. Контурные – линии равного наклонения геомагнитного поля; местоположения магнитных полюсов обозначены плюсами; проекция Меркатора. По McElhinny (1973)

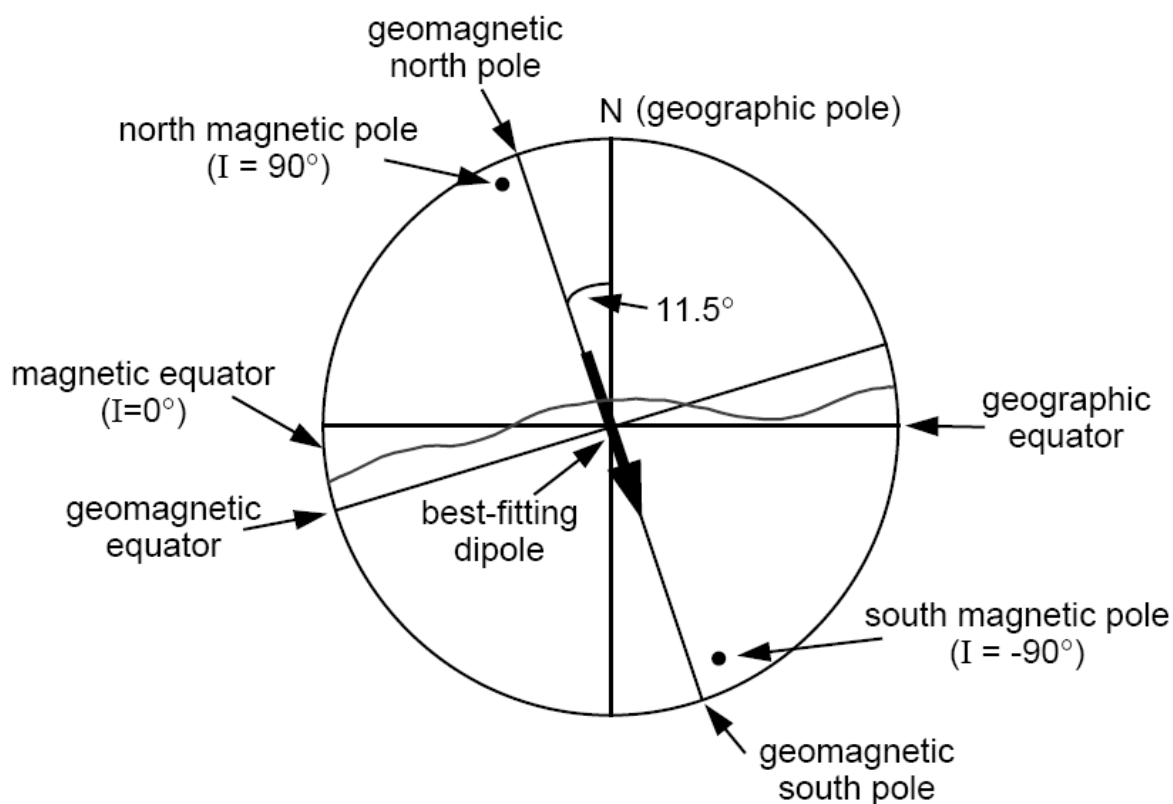


Рис. 1.5. Модель наклонного геоцентрического диполя.

Наилучший наклонный геоцентрический диполь показан в меридиональном сечении Земли, содержащем этот геоцентрический диполь; различия между магнитными полюсами и геомагнитными полюсами иллюстрированы; приведены геомагнитный и магнитный экваторы. Опять по McElhinny (1973)

Полюсы наилучшего наклонного геоцентрального диполя называются геомагнитными полюсами и являются точками на Земле, где продолжения диполя пересекают земную поверхность.

Если бы геомагнитное поле было точно полем наклонного геоцентрального диполя, то геомагнитные полюсы точно совпали бы с магнитными полюсами. Факт, что эти полюсы не совпадают, указывает, что геомагнитное поле более сложно, чем поле диполя, расположенного в центре Земли. Хотя наклонный геоцентральный диполь объясняет ~90% поверхностной картины поля, сохраняющиеся различия существенны.

Можно далее приспособливать поле единственного диполя к реальному геомагнитному полю, отменив, например, его геоцентральность, т. е. позволяя диполю лучше описывать это поле. Таким будет эксцентричный диполь, который, однако, описывает поле только незначительно лучше чем наклонный геоцентрический диполь. Для современного геомагнитного поля, наилучший эксцентричный диполь помещен приблизительно в 500 км (~8 % земного радиуса) от центра Земли, к северо-западной части Тихоокеанского Бассейна.

Способность эксцентричного диполя описывать геомагнитное поле в каком-то месте на Земле зависит от местоположения на поверхности Земли. Для некоторых мест такой эксцентричный диполь весьма совершенно описывает всю картину геомагнитного поля. Но в других местах до 20 % поверхностного геомагнитного поля не может быть описано даже самым "хорошим" диполем. Это несоответствие указывает на присутствие в картине поля части, определяемой структурами "более высокого порядка", и которая называется недипольной частью. Это недипольное поле определяется вычитанием поля диполя из наблюдаемого геомагнитного поля. График недипольного поля (для эпохи 1945 года) приведен на рис. 1.6, где изолинии дают H_z -компоненту недипольного поля, а стрелки показывают величину и направление его H -компоненты.

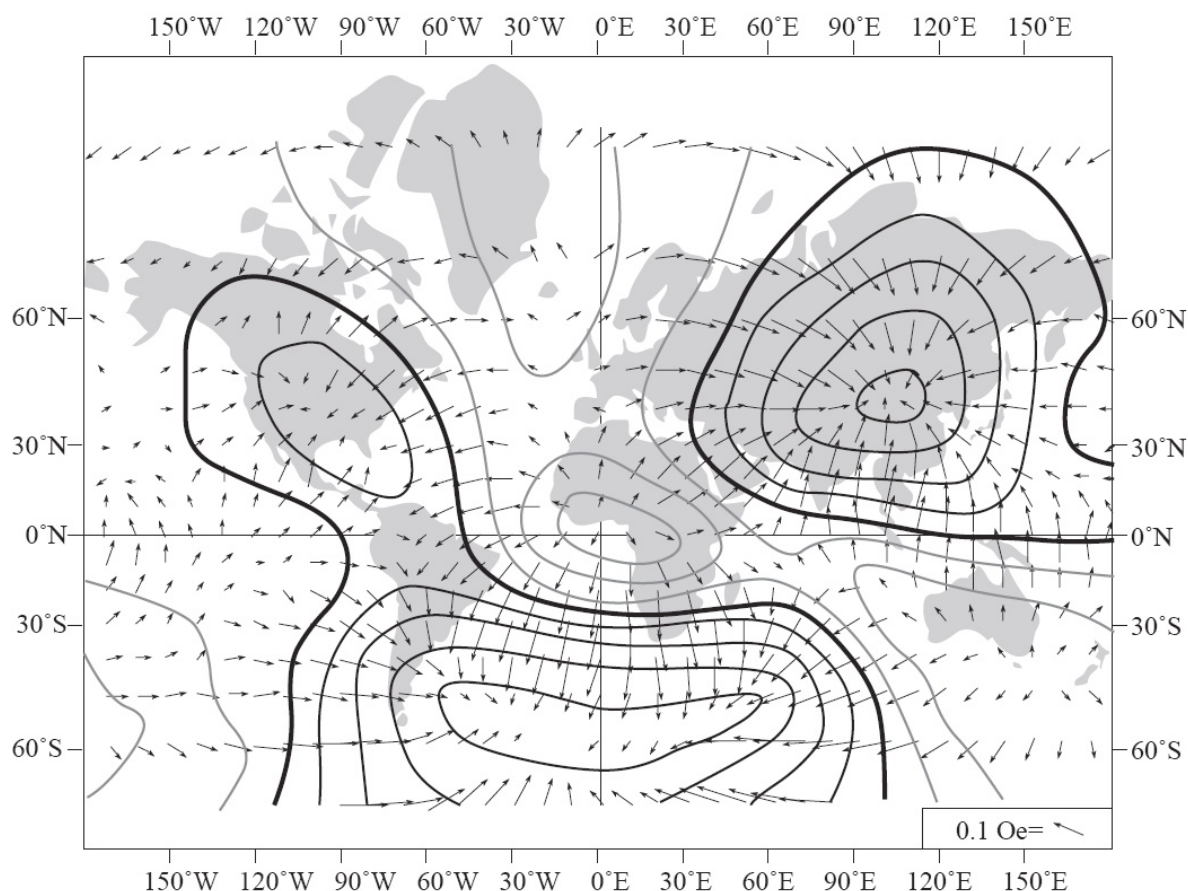


Рис. 1.6. Недипольная часть геомагнитного поля эпохи 1945.

Стрелки указывают величину и направление горизонтальной компоненты недипольного поля. Масштаб для стрелок показан в нижнем правом углу диаграммы. Изолинии указывают места равной вертикальной компоненты недипольного поля; жирные линии — изолинии нулевой вертикальной компоненты; тонкие линии — изолинии его положительных величин, серые линии — изолинии отрицательных величин; интервал между изолиниями — 0.02 Э. (Заметим, что картинка похожа на лицо клоуна: глаза, рот и бледный нос). По Bullard и др.

Обратим внимание, что на рис. 1.6 есть шесть или семь особенностей континентального масштаба, которые определяют картину недипольного поля. Некоторые из этих особенностей характеризуются тем, что Z -компонента в них "смотрит" вверх, а горизонтальные компонента, направлена из фокуса особенности. Магнитные силовые линии "выходят" из Земли и "уходят" далеко от этих особенностей. С другими особенностями - наоборот: магнитные силовые линии, направлены вниз и к центру особенности. Эти картины недипольного поля могут быть смоделированы (по крайней мере, математически) помещением радиально направленных магнитных диполей под каждой недипольной особенностью. (Однако, примем к сведению, что физическая интерпретация особенностей недипольного поля — вопрос дебатов среди геомагнетчиков). Эти радиальные диполи обычно помещаются в пределах жидкого внешнего ядра около границы с вышележащей мантией. "Антиподные" признаки этих радиальных диполей могут быть использованы для описания соответствующих антиподных особенностей недипольного поля. Такие морфология и моделирование недипольного поля предполагают наличие в жидком внешнем ядре вихревых потоков в слое, граничащем с вышележащей мантией. Действительно, особенности недипольного поля весьма динамичны и демонстрируют рост, распад и движения, подобные потокам вихря в бурном потоке жидко-

сти. Эти изменения были обнаружены прямыми измерениями и могут быть обнаружены и еще глубже во времени различными палеомагнитными методами.

ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Направление и величина поверхностного (далее не будем повторять, что говорим о поле на поверхности Земли) геомагнитного поля изменяются со временем. Об изменениях с периодами от 1 до 10^5 лет говорят как о вековых вариациях (*вековая вариация есть изменение среднегодовых величин магнитного поля*).

Даже за время исторических наблюдений геомагнитного поля замечены существенные изменения его направления. Рис. 1.7 показывает исторические записи направления геомагнитного поля в Лондоне с момента начала его надежной регистрации, которая была начата незадолго до 1600 г. нашей эры. Диапазон изменений наклона: от 66° до 75° ; склонения: от -25° до $+10^\circ$, так что изменения направления действительно существенны.

Вековые вариации имеют сходство в пределах континентов. Например, образец вариации, наблюдаемой в Париже, подобен вариации в Лондоне. Однако, на разных континентах вариации очень различны. Этот факт отражает, вероятно, размер источников недипольного геомагнитного поля в пределах ядра Земли.

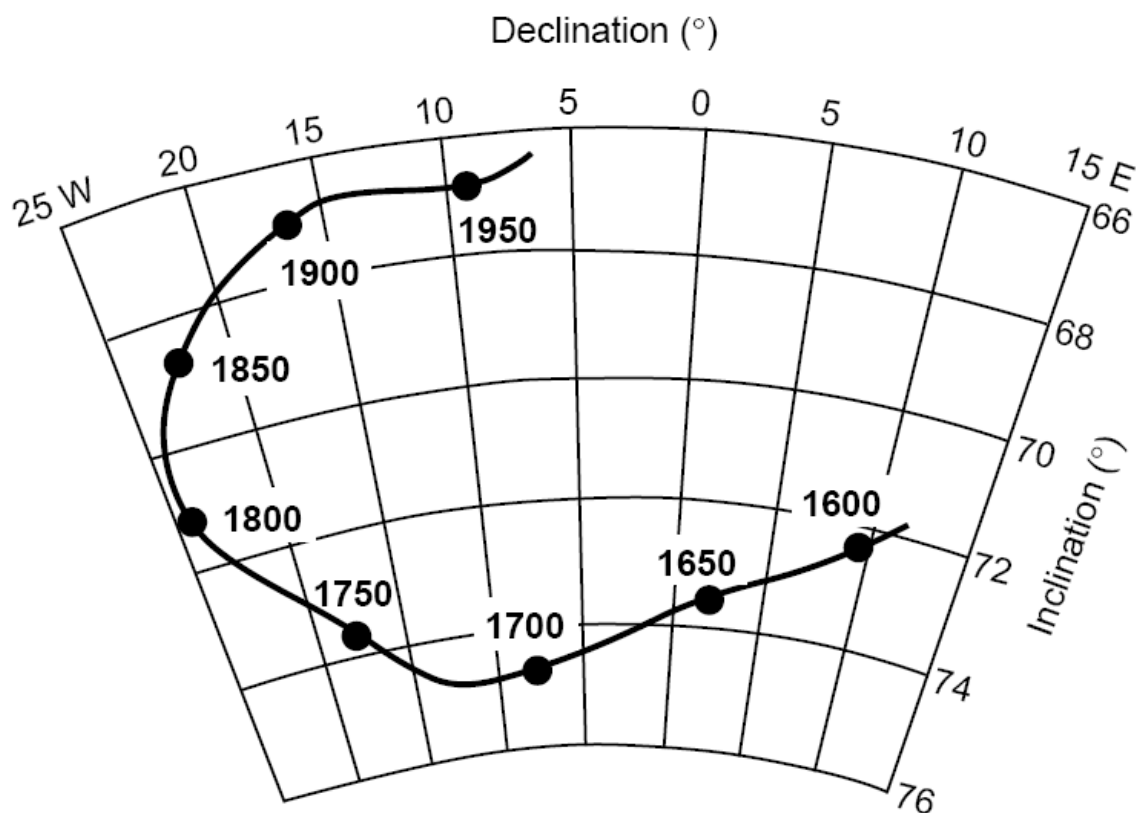


Рис. 1.7. Историческая запись направления геомагнитного поля в Гринвиче, Англия. Приводятся наклонение и склонение; точки данных помечены в годах нашей эры; азимутальная эквидистантная проекция. По Malin и Bullard.

Доминирующий период вариации более длинен, чем время Лондонской записи, и это иногда ведет к неправильному впечатлению, что она является циклической и предсказуема. Одна из ранних целей палеомагнитных исследований (и область актив-

ного исследования теперь) состояла в том, чтобы получить "записи" геомагнитных вековых вариаций. Палеомагнетизм археологических экспонатов (archeomagnetism, археомагнетизм), вулканических пород голоцена и постледниковых отложений озер обеспечил информацию о вековых вариациях.

Запись вековой вариации, зарегистрированная отложениями в Озере Рыбы в южном штате Орегон, показана на рис. 1.8. Большинство направлений лежит в пределах 20° вокруг средних направлений, но присутствуют краткосрочные отклонения и большей амплитуды. Наблюдаемые изменения направления – нециклические. Это больше похоже на случайную прогулку около среднего направления. Диапазон периодичностей попадает в пределы 10^2 - 10^4 лет. Спектральный анализ выделяет широкую полосу энергий с периодами от 3000 до 9000 лет с максимальной энергией в интервале 2500 – 3000 лет.

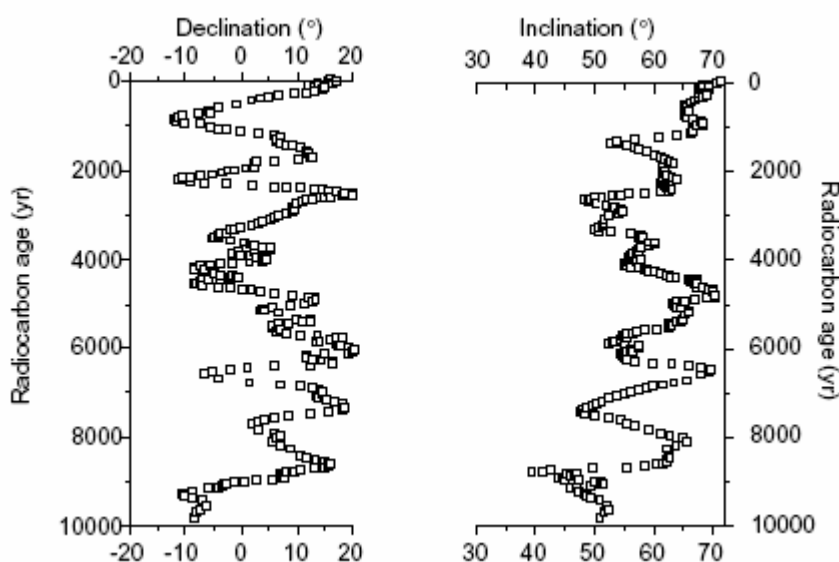


Рис. 1.8. Запись вековой вариации в голоцене, зарегистрированное отложениями в Озере Рыбы в юго-восточном Штате Орегон. Наклонение и склонение показывается по отношению к радиоуглеродному возрасту. Данные любезно предоставлены К. Verosub'ом.

Источники геомагнитной вековой вариации могут быть грубо подразделены на две части с накладывающимися периодичностями: 1) недипольные изменения, в которых преобладают вариации с более короткими периодами и 2) изменения дипольного поля с более длинными периодами. В изменениях недипольного поля доминируют периодичности меньше чем 3000 лет. Особенности недипольного вклада, кажется, возникают, распадаются и деформируются с временами жизни порядка $\sim 10^3$ лет. В течение исторического времени, была тенденция для некоторых особенностей недипольного поля подвергаться западному дрейфу, т. е. смещению на запад приблизительно $0,4^\circ$ долготы в год. Другие особенности недипольного поля, кажется, постоянны. Дипольная часть геомагнитного поля (90% поля) также изменяет направление и амплитуду. Чтобы разделить изменения дипольной и недипольной частей поля, были проанализированы исторические (инструментальные), археомагнитные и палеомагнитные (по вулканитам голоцена) записи вековой вариации. Восемь регионов земного шара были изучены, для каждого средние направления поля были определены внутри 100-летних интервалов.

Положения магнитных полюсов, определенные по этим региональным средним направлениям, были затем усреднены, чтобы выдать глобальный средний геомагнитный полюс для каждого 100-летнего интервала за последние 2000 лет. Результаты приведены на рис. 1.9.

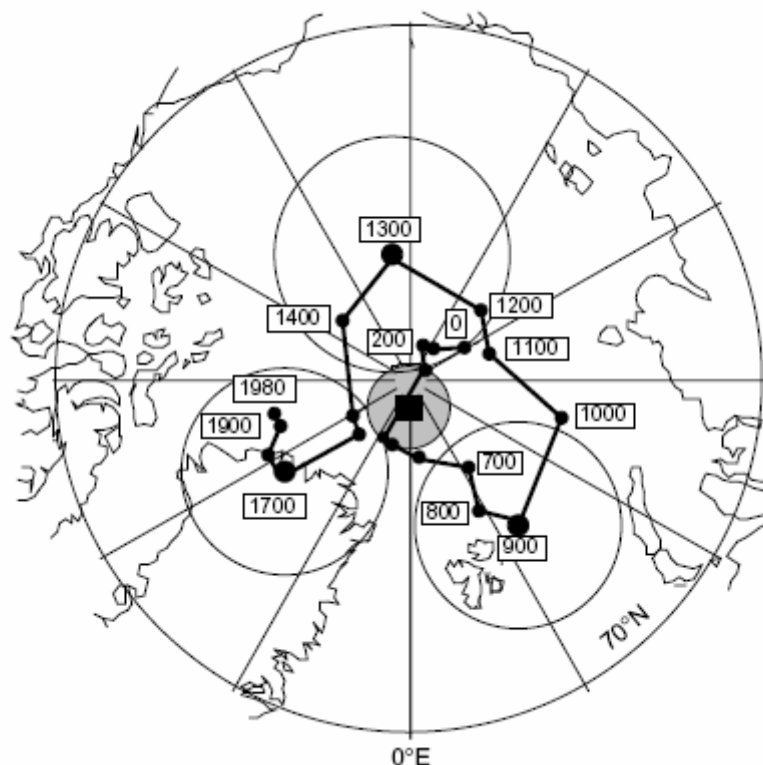


Рис 1.9. Положение северного геомагнитного полюса в течение последних 2000 лет. Каждая точка данных – средний геомагнитный полюс за 100-летний интервал; числа указывают дату в годах нашей эры лет; круги возле геомагнитных полюсов в 900, 1300 и 1700 годы нашей эры являются кругами доверия ($\alpha = 95\%$) для этих геомагнитных полюсов; среднее положение полюса в течение всех 2000 лет показано зачерненным квадратом доверия для $\alpha = 95\%$. По Merrill и McElhinny (1983).

Поскольку эта процедура обеспечила глобальное пространственное усреднение, влияние недипольного поля было удалено в результате усреднения, и вековая вариация, отраженная на рис. 1.9, – есть вариация исключительно дипольного поля. Рисунок показывает, что палеомагнитный полюс выполняет как бы случайную прогулку возле северного географического полюса. Среднее положение палеомагнитного полюса неотличимо от географического полюса. Очевидно, что именно модель геоцентрального осевого диполя хорошо отражает усредненное по времени геомагнитное поле (при усреднении, по крайней мере, за последние 2000 лет). Это поддерживает для геомагнитного поля гипотезу геоцентрального осевого диполя. Правда, эта гипотеза, теперь, утверждает, что *только усредненное по времени* геомагнитное поле есть поле геоцентрального осевого диполя. Поскольку эта гипотеза важна для многих приложений палеомагнетизма, мы исследуем ее позже значительно детальней.

Вековые вариации характерны не только для направления поля, но и для его величины (рис. 1.10).

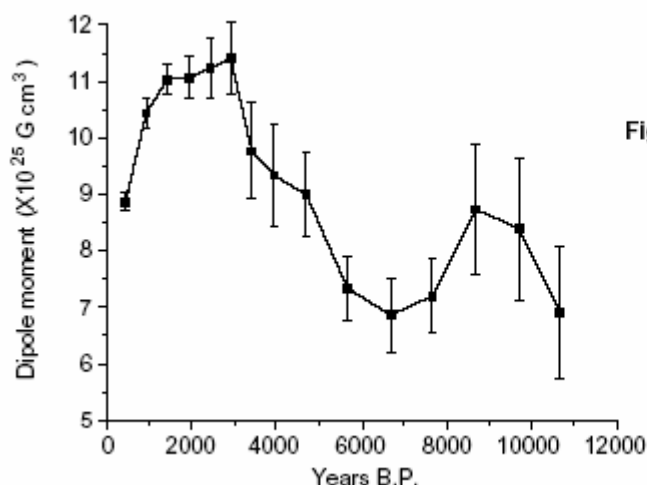


Figure 1.10 Geomagnetic dipole moment over the past 10,000 years. Means for 500-yr intervals are shown to 4000 yr B.P.; 1000-yr means are shown from 4000 to 10,000 yr B.P.; error bars are 95% confidence limits. Redrawn after Merrill and McElhinny (1983).

Рис. 1.10. Величина момента геомагнитного диполя за прошлые 10 000 лет. Средние значения по 500-летним интервалам приведены для последних 4000 лет; 1000-летние средние – для диапазона времени от 4000 до 10 000 лет; полоски ошибок – интервал доверия при $\alpha = 95\%$. По Merrill и McElhinny (1983).

Рис. 1.10 показывает изменения величины момента диполя. За последние 10^4 лет средний момент диполя составил $8.75 \cdot 10^{25} \text{ Гс см}^3$ ($8.75 \cdot 10^{22} \text{ А} \cdot \text{м}^2$). Изменения момента диполя, похоже, имеют период около 10^4 лет с колебаниями до $\pm 50\%$ возле средней величины.

Картина геомагнитного поля, которая вытекает из анализа вековой вариации, представляет собой одно из быстрых в геологическом масштабе времени явлений. Хотя краткосрочные отклонения направления геомагнитного поля от долгосрочного среднего направления могут превышать 30° , усредненное по времени поле поразительно близко к полю простого геоцентрального осевого диполя.

В более длинных масштабах времени, чем вышеупомянутые, дипольное геомагнитное поле, как оказалось, претерпевает еще и изменения полярности. Современное поле (диполь) рассматривается как поле нормальной полярности; противоположно направленный диполь называется **ОБРАЩЕННЫМ**. Обращение диполя приводит к 180° -ному изменению направлений поля во всех точках поверхности Земли. Существенно то, что модель геоцентрального осевого диполя описывает усредненное по времени геомагнитное поле (палеомагнитное поле) в равной мере для обратной и для нормальной полярностей.

ПРИРОДА ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Измерение и описание геомагнитного поля и его пространственных и временных изменений составляет одну из самых старых геофизических дисциплин. Однако, наша способность описывать поле далеко превышает наше понимание его происхождения. Все достойные внимания теории относят генерацию геомагнитного поля в пределы жидкого внешнего ядра Земли и связывают неким магнитогидродинамическим динамо. Попытки решать полные системы магнитогидродинамических уравнений, привели некоторых подающих надежды геомагнитчиков в полезные, но ненаучные способы работы. Фактически, полные динамические модели до сих пор не построены, хотя правдоподобность магнитогидродинамического происхождения геомагнитного поля надежно установлено.

Количественное рассмотрение задач магнитогидродинамики – проблема сложная, мы рассмотрим лишь качественные аспекты. Первый шаг должен дать оценку воз-

возможности существования самовозбуждающегося динамо. Простая электромеханическая модель динамо – дисковое динамо, показанная на рис. 1.11, содержит существенные элементы самовозбуждающегося динамо. Модель построена из медного диска, вращающегося на электрически проводящей оси. Некоторая начальная магнитная индукция $\mathbf{B}$ направлена вверх перпендикулярно к медному диску. Электроны в медном диске испытывают силу Лоренца, $\mathbf{F}_L$, вращаясь вместе с диском в этом поле. Сила Лоренца дается:

$$\mathbf{F}_L = q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.16)$$

где q – электрический заряд электрона, и $\mathbf{v}$ – скорость электронов. Эта сила Лоренца вынуждает электроны двигаться к оси диска, а результирующий электрический ток – к внешней стороне диска (рис. 1.11).

Соединительные щетки используются, чтобы снять электрический ток с диска и пропустить его через катушку под диском. Эта катушка намотана так, чтобы электрический поток произвел магнитное поле в том же самом направлении, что и исходное поле $\mathbf{B}$. Электрический контур – система положительной обратной связи, которая усиливает первоначальную магнитную индукцию. Полная модель дискового динамо – самовозбуждающееся динамо. Пока диск вращается, электрический поток будет течь, и магнитное поле будет поддерживаться.

В этой простой модели мы сталкиваемся с существенными элементами любого самовозбуждающегося динамо:

1. Необходим движущийся электрический проводник, и он представлен вращающимся медным диском.
2. Необходимо начальное магнитное поле.
3. Взаимодействие между магнитным полем и проводником должно иметь место, чтобы обеспечить усиление первоначального магнитного поля. В модели, это взаимодействие – сила Лоренца с катушкой, действующей как контур положительной обратной связи.
4. Энергия должна затрачиваться, чтобы преодолеть сопротивление электрическому току. В модели, энергия необходима для поддержания вращения диска.

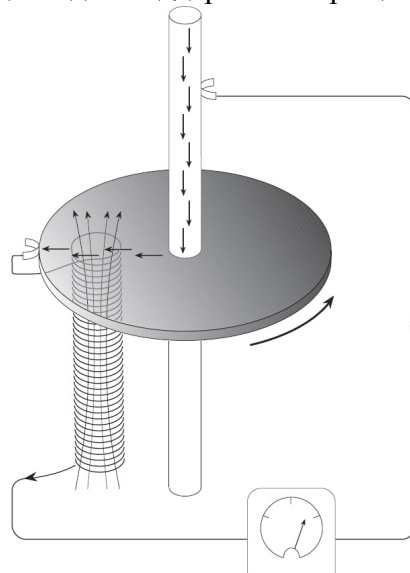


Рис. 1.11. Самовозбуждающееся дисковое динамо. Медный диск вращается на электрически проводящей оси; электрический поток показывается жирными стрелками; магнитное поле, произведенное катушкой под диском, показывается тонкими стрелками. (По W. Elsasser.)

Конечно, никто не считает, что реальные системы дисков и катушек обратной связи существуют в ядре Земли. Однако взаимодействие между магнитным полем и

электрически проводящим сплавом железа с никелем во внешнем ядре может производить положительную обратную связь и позволять ядру Земли работать как самовозбуждающееся магнитогидродинамическое динамо. Для разумных электрических проводимостей, коэффициента вязкости и подходящих конвективных движений жидкости во внешнем ядре Земли движения этой жидкости могут поддерживать генерацию магнитного поля и компенсировать потери на электрическое сопротивление. (Ясно, что должен быть баланс между эффектом генерации магнитного поля и потерями магнитного поля на электрическое сопротивление.)

Очевидно, движения жидкости в ядре Земли достаточны для регенерации поля, но имеют место "утечки", сохраняющие форму геомагнитного поля довольно простой. Таким образом, доминирующая часть геомагнитного поля есть самая простая из возможных, т. е. - дипольная, правда, с некоторыми недипольными особенностями, вероятно следующими из жидких потоков вихря в пределах ядра около границы с мантией. Даже эта качественная магнитогидродинамическая картина обеспечивает объяснение усредненного по времени геоцентрального осевого дипольного характера геомагнитного поля. Вращение Земли является фактором, управляющим "усредненными по времени" движениями жидкости во внешнем ядре. Поэтому весьма логично, что усредненное по времени магнитное поле, произведенное этими движениями, симметрично относительно оси вращения Земли. (Самый простой случай – геоцентральный осевой диполь.) Необходимо отметить, что магнитогидродинамическое динамо может работать в любой полярности диполя. Вся физика и математика магнитогидродинамической генерации инвариантны относительно полярности дипольного поля. Таким образом, нет никакого противоречия между наблюдением инверсий геомагнитного диполя теорией магнитогидродинамической генерации поля. Однако, главная проблема - объяснение причин, по которым взаимодействия жидких движений с магнитным полем приводят к геомагнитным инверсиям.

Поскольку омическая диссипация энергии существует, она должна учитываться при разработке магнитогидродинамической генерации поля. Оценки мощности (энергия в единицу времени) требуемой для генерации поля – приблизительно 10^{13} Вт (грубо – «продукция» 10^4 атомных электростанций). Это – приблизительно четвертая часть полного геотермического потока, так что энергия, вовлеченная в генерацию геомагнитного поля - существенная часть теплового баланса Земли.

Много источников этой энергии были предложены, и идеи относительно этой темы со временем изменились. Источник энергии, который, как думают, является наиболее разумным - постепенное охлаждение ядра Земли с одновременным охлаждением внешнего ядра и ростом твердого внутреннего ядра. Этот источник энергии вероятен в смысле масштабов энергии, выделяемой при росте внутреннего ядра и эффективен для преобразования энергии в движения жидкости внешнего ядра, требуемые, чтобы генерировать геомагнитное поле.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1.1: О ЕДИНИЦАХ

Любая система единиц – в основном произвольный набор названий, созданных, чтобы облегчить представление об измеренных или расчетных количествах. Эти единицы могут быть "разложены" на основные единицы: масса, длина, время, и электрический заряд. Вплоть до 1980 г. геофизическая литература использовала в основном систему CGS, для которой фундаментальные единицы были грамм (г), сантиметр (см), секунда (с) и кулон (кул). С целью добиться единообразия международные комитеты в последнее время стали все более настоятельно рекомендовать использование Systeme Internationale (СИ). В системе СИ фундаментальные единицы – метр (м), килограмм (кг), секунда (с), и кулон (Кул). Для основных производных единиц (например, силы)

обе системы: и CGS, и СИ – просты, и перевод из одной системы в другую есть часто просто умножение на 10.

Однако дела не так просты в магнетизме, и по различным причинам, переход от CGS к СИ привел скорее к беспорядку, чем к ясности. Очевидно, в этой книге мы должны придерживаться некоей единой системы, поэтому мы должны избежать потенциально запутывающей проблемы единиц. Я – сторонник того, чтобы палеомагнитная литература была доступной для чтения, для чего предлагаю описание основного набора единиц, фактически используемых палеомагнитологами. Сначала дадим и объясним для CGS и СИ базовые соотношения (уравнения) и единицы, а также таблицу единиц и количественных соотношений между ними. Затем объясним практическое использование единиц в палеомагнетизме и (мы надеемся) их упрощенную систему, используемую в этой книге.

При работе с единицами магнетизма CGS система иногда называется Гауссовой системой или *emu* (электромагнитной) системой. В CGS-системе основные производные величины:

B = магнитная индукция;

H = магнитное поле;

J = магнитный момент единицы объема, или намагниченность.

Эти величины в CGS связаны:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{J}, \quad (\text{A1.1})$$

где

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H} \quad (\text{A1.2})$$

χ = магнитная восприимчивость и

μ_0 = магнитная проницаемость вакуума = 1.0

Для **B**, **H** и **J** введены соответствующие единицы. Однако на практике они были названы:

для единицы **B** – *гаусс* (Гс),

для единицы **H** – эрстеды (Э),

и для единицы **J** – или *гаусс*, или *emu/cm³*.

Восприимчивость (в расчете на единицу массы) χ является безразмерной.

В системе СИ величины **B**, **H** и **J** также используются, но рассматривается и дополнительная величина **M_v**, представляющая собой магнитный момент единицы объема магнетика. (Символ **M_v** используется для объемной плотности магнитного момента с целью избежать его смешивания с **M**, который используется для обозначения удельного магнитного момента, т. е. намагниченности в расчете на единицу массы) Эти величины в СИ связаны:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J}, \quad (\text{A1.3})$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м} \equiv$ проницаемость вакуума и

$$\mathbf{J} = \frac{c\mathbf{H}}{m_0}. \quad (\text{A1.4})$$

В СИ для **B** и **J** используется одна и та же единица, названная *Тесла* (Тл), а для **M_v** и **H** тоже одна и та же единица: *ампер/метр* (А/м). Снова χ безразмерна (хотя это не столь очевидно, как в системе CGS). Таблица 1.1 суммирует основные размерности, единицы, и коэффициенты пересчета для основных единиц в CGS и СИ.

Таблица 1.1. Единицы и связь между ними для стандартных магнитных величин

	cgs (emu) System		Système Internationale (SI)		
	Fundamental Units	Unit	Fundamental Units	Unit	Conversion
Energy		erg		joule (J)	1 erg = 10^{-7} joule
Force (F)	gm cm s ⁻²	dyne	kg m s ⁻²	newton (N)	1 dyne = 10^{-5} newton
Current (I)	10 C s ⁻¹	abampere	C s ⁻¹	ampere (A)	1 abampere = 10 ampere
Magnetic Induction (B)	0.1 gm s ⁻¹ C ⁻¹	gauss (G)	kg s ⁻¹ C ⁻¹	tesla (T)	1 gauss = 10^{-4} tesla
Magnetic Field (H)	0.1 gm s ⁻¹ C ⁻¹	oersted (Oe)	C s ⁻¹ m ⁻¹	ampere m ⁻¹ (A/m)	1 Oe = $(1/4\pi) \times 10^3$ A/m
Magnetization (J)	0.1 gm s ⁻¹ C ⁻¹	gauss (G) (= emu cm ⁻³)	kg s ⁻¹ C ⁻¹	tesla (T)	1 gauss = $4\pi \times 10^{-4}$ tesla
Magnetic Dipole Moment/Unit Volume	0.1 gm s ⁻¹ C ⁻¹	gauss (G) (= emu cm ⁻³)	C s ⁻¹ m ⁻¹	A/m	1 gauss = 10^3 A/m
Magnetic Moment (M)	0.1 gm s ⁻¹ C ⁻¹ cm ³	gauss cm ³ (G cm ³ = emu)	C s ⁻¹ m ²	A m ²	1 gauss cm ³ = 10^{-3} A m ²
Magnetic Susceptibility (χ)	Dimensionless		Dimensionless		χ (cgs) = $4\pi \chi$ (SI)

Преобразования, обычно используемые в палеомагнетизме:

Намагниченность $J = 10^{-3}$ Гс равна намагниченности 1 А/м.

Магнитное поле $H = 1$ Э равно "полю" = 10^{-4} Тл = 0,1 мТл.

Некоторые примеры: геомагнитное поле: 0,24 – 0,66 Э = 0,024 – 0,066 мТл.

Магнитное поле, созданное лабораторным электромагнитом: 2000 Э = 0,2 Тл = 200 мТл.

Дипольный магнитный момент Земли: $8 \cdot 10^{25}$ Гс см³ = $8 \cdot 10^{22}$ А м².

Естественная остаточная намагниченность пород:

базальт: 10^{-3} Гс = 1 А/м;

гранит: 10^{-4} Гс = 0,1 А/м;

неморской алевроит: 10^{-5} Гс = 10^{-2} А/м;

морской известняк: 10^{-7} Гс = 10^{-4} А/м.

ГЛАВА 2. ФЕРРОМАГНИТНЫЕ МИНЕРАЛЫ

Знание магнитных минералогии требуется для понимания процессов приобретения "палеомагнитной памяти" в горных породах и влияние на нее как эффектов прогрева пород, так и их химических изменений.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Рисунок 2.1 иллюстрирует три фундаментальных типа магнитных свойств, наблюдаемых в эксперименте, в котором выполняется намагничивание тела в магнитном поле.

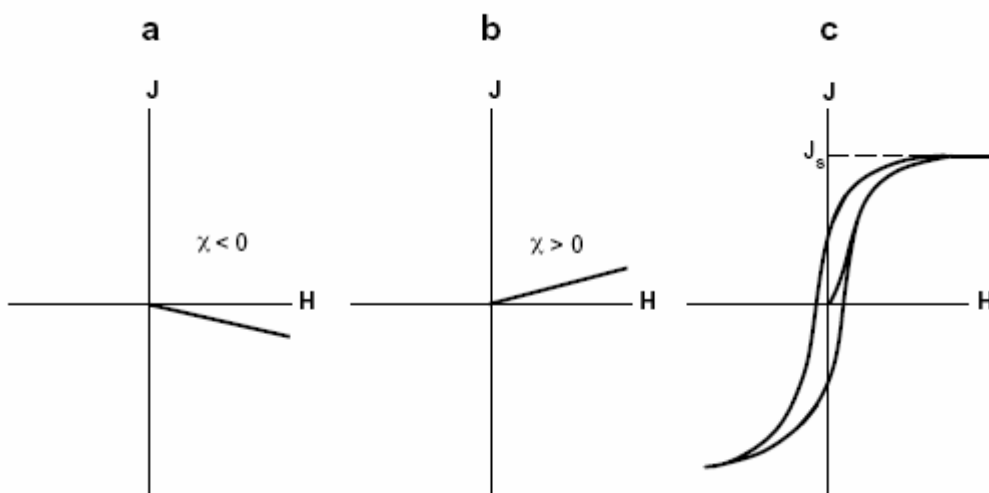


Рис. 2.1. Зависимости намагниченности J от поля H :

- (a) для диамагнитного вещества. Магнитная восприимчивость χ является отрицательной постоянной;
- (b) для парамагнитного вещества. Магнитная восприимчивость χ является положительной постоянной;
- (c) для ферромагнитного вещества. Кривая намагничивания демонстрирует гистерезис (необратима), и магнитная восприимчивость χ не является постоянной величиной

Диамагнетизм

Диамагнетик в магнитном поле (рис. 2.1a) приобретает маленькую "полную" (наведенную) намагниченность J_i , направленную против поля H . Намагниченность зависит от поля линейно и уменьшается до нуля при удалении поля. Наложение магнитного поля изменяет орбитальное движение электронов таким образом, что появляется маленькая намагниченность, антипараллельная приложенному магнитному полю. Этот диамагнитный "ответ" на приложенное поле – свойство всех веществ, но в материалах, атомы которых обладают собственными атомными магнитными моментами, диамагнетизм перекрывается эффектами от действия магнитных полей на эти собственные атомные магнитные моменты. Материал, составленный из атомов без собственных атомных магнитных моментов, показывает только диамагнитные свойства и классифицируется как диамагнитный материал. Магнитная восприимчивость χ для диамагнитного материала отрицательна и не зависит от температуры. Пример диамагнитного мине-

рала – кварц, SiO_2 , а типичная величина магнитной восприимчивости равна $\sim 10^{-6}$ в СГС единицах ($\sim -0,8 \times 10^{-7}$ СИ).

Парамагнетизм

Парамагнитные вещества содержат атомы с атомными магнитными моментами (но никакое взаимодействие между смежными атомными моментами) и приобретают индуктивную намагниченность J_i , параллельную приложенному полю $\mathbf{H}$ (рис. 2.1b). Для любых геологически уместных условий J_i линейно зависит от H . Как и в диамагнитных материалах, намагниченность уменьшается до нуля, когда поле намагничивания удалено. Пример парамагнитного минерала – железистый оливин Fe_2SiO_4 ; при комнатной температуре его магнитная восприимчивость: $\sim 4.4 \times 10^{-4}$ CGS ($\sim 3.5 \times 10^{-5}$ СИ).

В парамагнитных веществах атомные магнитные моменты реагируют на приложенное магнитное поле и на изменение температуры независимо. При любой температуре выше абсолютного нуля тепловая энергия вызывает вибрацию кристаллической решетки, что приводит к быстрым беспорядочным колебаниям ориентации атомных магнитных моментов. В отсутствие магнитного поля атомные моменты равномерно распределены во всех направлениях с результирующей намагниченностью $J_i = 0$. Приложение магнитного поля создает на атомных магнитных моментах выравнивающий вращательный (Уравнение (1.3)). Энергия выравнивания магнитного момента $\mathbf{M}$ полем $\mathbf{H}$ дается уравнением (1.4) как: $E = -MH \cdot \cos\theta$, где θ – угол между $\mathbf{H}$ и $\mathbf{M}$. Рассмотрим атомный магнитный момент $M = 2M_B = 1,85 \times 10^{-20}$ Гс см³ ($= 1,85 \times 10^{-23}$ А м²) в магнитном поле 100 Э ($= 10^{-2}$ Тл, в ~ 100 раз больше поверхностного геомагнитного поля). Энергия выравнивания равна $MH = (1,85 \times 10^{-20} \text{ Гс см}^3) \cdot (10^2 \text{ Э}) = 1,85 \times 10^{-18}$ эрг ($= 1,85 \times 10^{-27}$ Дж). Однако тепловая энергия при 300°К (традиционно выбираемая как температура, близкая к комнатной температуре и которая обеспечивает "легкую" арифметику) равна $kT = (1,38 \times 10^{-16} \text{ эрг/}^\circ\text{К}) (300^\circ\text{К}) = 4,14 \times 10^{-14}$ эрг, где k – постоянная Больцмана. Так что тепловая энергия в 10^4 раз больше энергии выравнивания; именно поэтому намагниченность мала даже в этом довольно большом поле намагничивания. Теория Ланжевена позволяет построить адекватную модель парамагнетизма. Рассмотрим парамагнитное вещество с N атомными моментами в единице объема. Относительная вероятность $P(\theta)$, что атомный момент $\mathbf{M}$ составляет угол θ с приложенным полем H , определяется статистической термодинамикой:

$$P(\theta) = \exp\left(\frac{MH \cos\theta}{kT}\right) \quad (2.1)$$

Степень выравнивания экспоненциально зависит от отношения величины энергии выравнивания к величине тепловой энергии. Рассмотрение компонент $\mathbf{M}$ на направление $\mathbf{H}$ в допущении, что полное число атомных моментов равно N , дает при интегрировании от 0 до π по углу θ основной результат теории Ланжевена:

$$J = NML(\alpha) \quad (2.2)$$

где

$$L(\alpha) = \coth(\alpha) - \frac{1}{\alpha}$$

$$\alpha = \frac{MH}{kT}$$

Функция $L(\alpha)$ на рис. 2.2 это – функция Ланжевена. Уравнение (2.2) предсказывает два интуитивных результата: (1) $J = 0$ для $H = 0$, потому что $\alpha = 0$ и $L(0) = 0$, и (2) для бесконечно большого магнитного поля $\alpha = \infty$, $L(\infty) = 1,0$, $J = NM$, что означает, что атомные магнитные моменты полностью выровнены по полю.

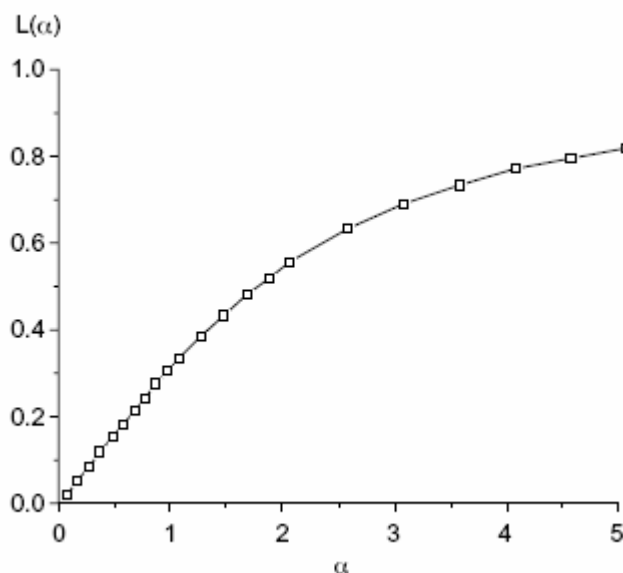


Рис. 2.2. Функция Ланжевена $L(\alpha)$. Обратим внимание, что для $\alpha < 1$, $L(\alpha) \approx \alpha/3$

Для любой геологически разумной ситуации $\alpha = MNkT$ и составляет $< 10^{-6}$. Функция Ланжевена линейна для $\alpha \ll 1$, имея вид: $L(\alpha) \approx \alpha/3$, и уравнение (2.2) упрощается до:

$$J = NML(\alpha) = \frac{NM\alpha}{3} = \frac{NM^2H}{3kT} \quad (2.3)$$

$$\chi = \frac{J}{H} = \frac{NM^2}{3kT} \quad (2.4)$$

Это – закон Кюри для парамагнитной восприимчивости, который применим в ряде случаев и к магнетизму горных пород. Закон Кюри предсказывает наблюдаемую величину константы парамагнитной восприимчивости для данных материала и температуры. Кроме того, закон Кюри объясняет наблюдаемый вид зависимости $1/T$ уменьшения χ с увеличением температуры.

Ферромагнетизм

Ферромагнетики имеют атомы с магнитными моментами, но в отличие от парамагнитного случая, смежные атомные моменты сильно взаимодействуют. Следствием взаимодействия в ферромагнетиках является их намагниченность, которая может быть по порядку величины больше, чем в парамагнетиках в таком же магнитном поле. Для данных ферромагнитного материала и температуры существует максимальная (предельная) намагниченность, называемая намагниченностью насыщения j_s (рис. 2.1с); увеличение H за уровень, необходимый для достижения j_s , не будет приводить к последующему увеличению намагниченности. Металлическое железо – ферромагнетик с намагниченностью насыщения при комнатной температуре, равной $1.8 \cdot 10^3$ Гс ($1.8 \cdot 10^6$ А/м).

Намагниченность насыщения уменьшается с увеличением температуры до нуля при температуре Кюри T_C , которая является характеристической величиной для каждого ферромагнитного материала (580°C для магнетита и 680°C для гематита). Температурные зависимости j_s для магнетита и для гематита показаны на рис. 2.3. Выше температуры Кюри материал становится парамагнитным.

Помимо сильной намагниченности, фундаментальной особенностью ферромагнетиков, которая ставит их в центр нашего внимания – их способность "записывать" направление приложенного магнитного поля. При "снятии" намагничивающего поля,

намагниченность не возвращается к нулю, но сохраняет память о приложенном поле. Кривая намагничивания J , как функция приложенного поля H , называется петлей гистерезиса, и мы позже рассмотрим гистерезис подробнее. Как следствие гистерезиса, магнитная восприимчивость ферромагнитных материалов не может быть записана так же просто, как диамагнитных или парамагнитных тел.

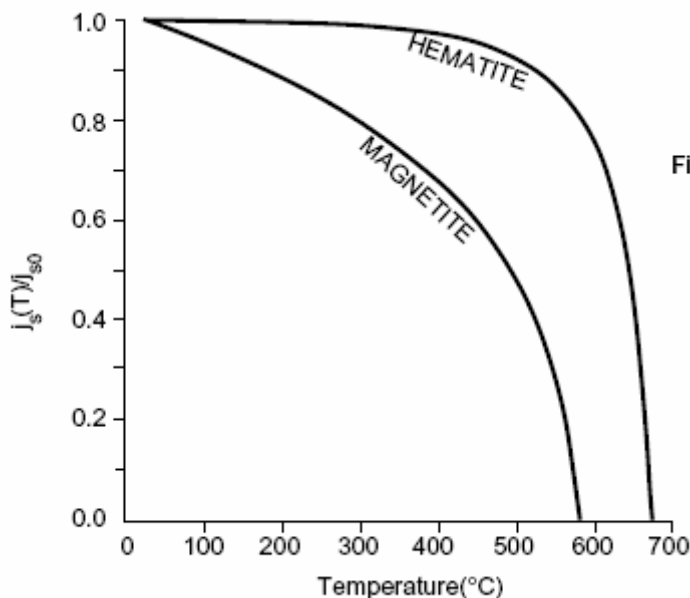


Рис. 2.3. Нормированные кривые нагрева для намагниченности насыщения образцов магнетита и гематита. j_{s0} — намагниченность насыщения при комнатной температуре; для гематита: $j_{s0} \approx 2 \text{ Гс}$; для магнетита: $j_{s0} = 480 \text{ Гс}$.

Согласно Pullaiah и др. (Earth Planet. Sci. Lett., v. 28, 133-143, 1975).

"Сцепление" смежных атомных моментов в ферромагнитном материале — результат обменного взаимодействия квантовомеханической природы. Классическая физика не обеспечивает объяснения обменного взаимодействия, и строгое понимание обменного взаимодействия требует специальных знаний. Кроме того, изучение квантовой механики составляет проблему для студентов. Так что мы ограничимся качественным объяснением ферромагнетизма.

Принцип Паули утверждает, что только один электрон в атоме может иметь один и тот же набор из четырех квантовых чисел n , l , l_z , и s_z . Для изолированного атома переходного элемента нет никакой проблемы в заполнении состояний. Однако, для ансамбля атомов внутри кристаллической решетки ситуация может быть сложна. Электронные орбитали — распределения вероятности, которые могут иметь удлинённые формы. Когда атомы упакованы вместе в кристаллическом теле, происходит частичное взаимоналожение электронных орбиталей. Это наложение может приводить к тому, что электроны смежных атомов начинают удовлетворять принципу Паули обоим атомам одновременно. В результате, электронные состояния и магнитные моменты смежных атомов становятся взаимозависимыми. Это простое рассуждение показывает, что кристаллическая структура и плотность упаковки атомов определяют, окажется ли вещество, содержащее переходный элемент, парамагнетиком (никакого перекрытия орбиталей и никакого обменного взаимодействия) или — ферромагнетиком (существенное взаимоперекрывание орбиталей и результирующее обменное взаимодействие).

Поскольку межатомное расстояние увеличивается при тепловом расширении, сила обменного взаимодействия и результирующая j_s уменьшаются с увеличением температуры. При температуре Кюри T_C расширение решетки таково, что межатомные расстояния увеличились настолько, что обменное взаимодействие исчезает. Атомные магнитные моменты тогда независимы, и материал становится парамагнитным. В общем случае процесс обратим, так что обменное взаимодействие и ферромагнетизм снова появляются, когда материал охлажден ниже T_C .

Намагниченность ферромагнитного кристалла наиболее легко достигает насыщения вдоль некоторых кристаллографических направлений, называемых магнитокристаллическими легкими направлениями, а кристаллографическая зависимость ферромагнетизма называется магнитокристаллической анизотропией. Эта кристаллографическая зависимость от направления возникает потому, что электронные орбитали должны вращаться, когда в результате намагничивания кристалла атомные магнитные моменты принуждены вращаться. Поскольку межатомные расстояния зависят от кристаллографического направления, степень (объем) орбитальных перекрытий (и результирующая обменная энергия) также зависит от кристаллографического направления. Результат – магнитокристаллическая анизотропия с обменной энергией, зависящей от кристаллографического направления намагничивания. Магнитокристаллическая анизотропия для палеомагнетизма – главный источник стабильности намагниченности в горных породах.

Обменная энергия может обуславливать или параллельное, или антипараллельное обменное выравнивание. Тип выравнивания зависит от вида переходного элемента и от кристаллической структуры. Варианты обменного выравнивания приведены на рис. 2.4. Можно применять общий термин "*ферромагнетизм*" ко всем трем типам выравнивания атомных магнитных моментов в материале. Строго говоря, термин *ферромагнетизм* следует относить только к магнетикам с параллельным выравниванием смежных (соседних) атомных магнитных моментов (рис. 2.4а). Ситуации, изображенные на рис. 2.4б и 2.4с, иллюстрируют параллельное выравнивание внутри слоев атомных магнитных моментов, но антипараллельное – между слоями. Если слои имеют равный магнитный момент, слои с противостоящими моментами компенсируют друг друга; в результате: $j_s = 0$. Этот тип выравнивания определяет *антиферромагнетизм*. Если антипараллельны слои неравного магнитного момента, то результирующие j_s совпадают с направлением моментов слоев с большими моментами. Такие материалы называются *ферримагнетиками*, и многие из важных естественных "ферромагнитных" минералов являются фактически ферримагнетиками. Из этого следует, что с помощью термина "ферромагнетизм" мы объединяем магнитные материалы с обменным взаимодействием. Если требуется указание точного типа выравнивания, термины *антиферромагнетик* и т.д. будут использоваться.

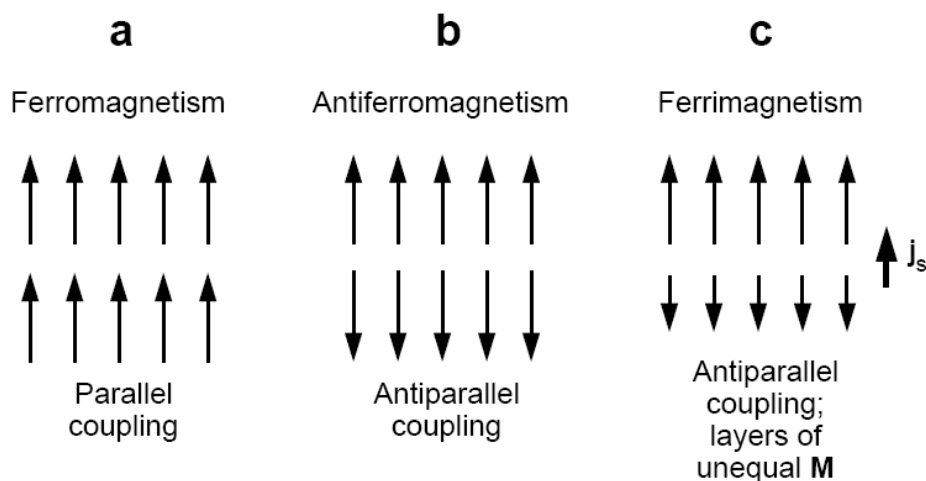


Рис. 2.4. Обменные выравнивания для (а) ферромагнитного, (б) антиферромагнитного и (с) ферримагнитного материалов. Собственная (результатирующая) намагниченность для ферримагнитного материала показана справа; намагниченность антиферромагнитного материала – ноль

МИНЕРАЛОГИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИНЕРАЛОВ

Основными природными ферромагнитными минералами являются окислы железа и титана: (*FeTi*)-окислы. *FeTi*-окислы, в общем случае – непрозрачная, и для петрографического изучения требуются рассмотрение полированных шлифов в отраженном свете. Этим минералам уделено мало внимания в стандартных курсах петрологии, которые предпочитают изучение тонких пластинок в проходящем свете. Так что *FeTi*-окислы – не очень изученная группа минералов. Задачи палеомагнетизма требует некоторого знания кристаллохимии и магнитной структуры *FeTi*-окислов. Это включает элементарные знания о минеральных фазах, формирующихся как первичные кристаллы из изверженного расплава, и о последующих реакциях, приводящих к преобразованию этих минералов в те ферромагнитные *FeTi*-окислы, с которыми сталкиваются палеомагнитологи в изверженных горных породах и в их производных – осадочных горных породах.

Состав *FeTi*-окислов удобно отображать на TiO_2 - FeO - Fe_2O_3 тройной диаграмме (рис. 2.5). Изменение положения на ней слева направо указывает увеличение отношения содержания трехвалентного железа (ferric, Fe^{3+}) к содержанию двухвалентного железа (ferrous, Fe^{2+}), в то время как изменение положения от основания до вершины указывает увеличение содержания титана Ti (отношение Ti^{4+} к общему количеству Fe). При использовании $(1/2) Fe_2O_3$ как параметра в углу Fe^{3+} нормализует диаграмму на один катион (к одному катиону), обуславливая удобный эффект, когда линии окисления (увеличивающееся отношение $Fe^{3+} : Fe^{2+}$) параллельны основанию диаграммы. Две серии твердых растворов: титаномagnetиты и титаногематиты, – являются первым объектом нашего внимания. Члены обеих серий – первичные фазы кристаллизации в изверженных горных породах, составляющие в них от 1 % до 5 % объема.

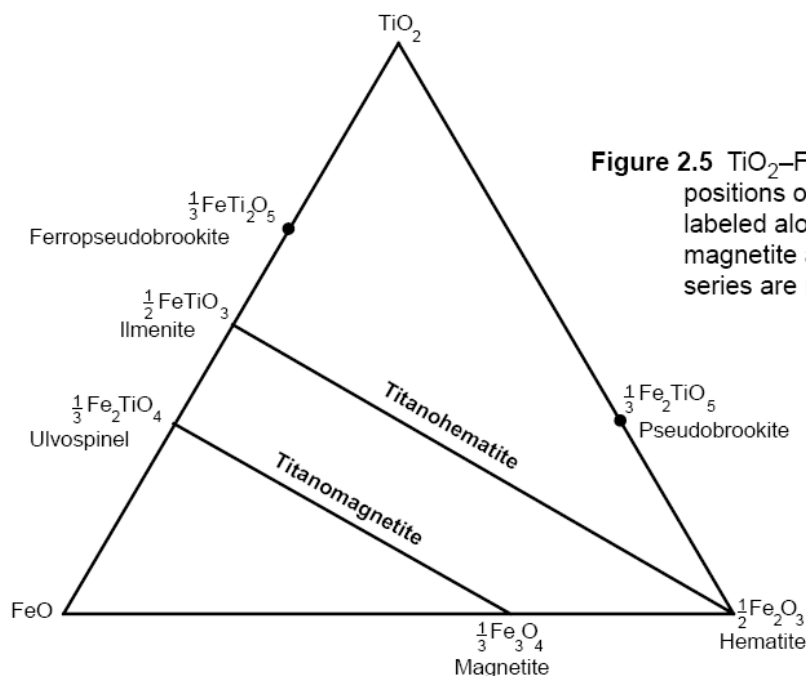


Figure 2.5 TiO_2 - FeO - Fe_2O_3 ternary diagram. Compositions of important *FeTi*-oxide minerals are labeled along with mineral names; titanomagnetite and titanohematite solid solution series are indicated.

Рис. 2.5. TiO_2 - FeO - Fe_2O_3 -тройная диаграмма. Составы важных *FeTi*-окисных минералов помечены рядом с названиями минералов; линиями нанесены титаномagnetитовая и титаногематитовая серии твердых растворов

Титаномагнетиты

Титаномагнетиты – непрозрачные кубические минералы с составами, лежащими между конечными членами: магнетитом (Fe_3O_4) и ульвошпинелью (Fe_2TiO_4). Кристаллическая структура титаномагнетитов – структура шпинели. Ее элементарная ячейка содержит 32 аниона O^{2-} , "устроенные" в гранецентрированной кубической решетке. Эти O^{2-} анионы формируют приблизительно гексагональные плотноупакованные (111) плоскости, ортогональные к направлениям диагонали куба [111]. В пределах этой подрешетки анионов O^{2-} имеют место два типа позиций для катиона. Каждая ячейка подрешетки *A* включает восемь тетраэдрических позиций, окруженных четырьмя O^{2-} анионами, каждая. Ячейка подрешетки *B* составлена из 16 октаэдрических позиций, окруженных шестью O^{2-} анионами, каждая. Тетраэдрические и октаэдрические позиции катионов *A* и *B* подрешеток показаны на рис. 2.6. Картина распределения этих 24 катионов в ячейке в пределах *A* и *B* подрешеток и обменное взаимодействие между этими подрешетками управляет магнитными свойствами титаномагнетитов.

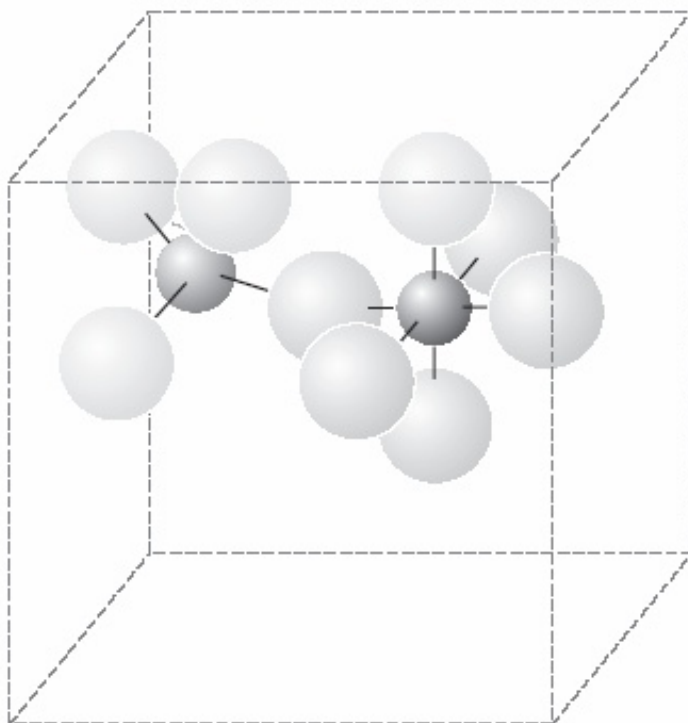


Рис. 2.6. Позиции Fe -катионов между O^{2-} анионами в магнетите. O^{2-} анионы – слегка заштрихованные сферы; катионы *A*-подрешетки (более темные серые сферы) находятся в тетраэдрических позициях четырьмя O^{2-} анионами; катионы *B*-подрешетки (темные сферы) находятся в октаэдрических позициях с шестью O^{2-} анионами; размер элементарной кристаллической ячейки шпинели показан штриховыми линиями.

В каждой ячейке магнетита находятся 16 Fe^{3+} и восемь Fe^{2+} катионов. Катионы распределены между *A* и *B* подрешетками в соответствии со структурой обратной шпинели. В нормальной шпинели все одинаковые катионы расположены в одной и той же подрешетке. Например, $ZnFe_2O_4$ – нормальная шпинель с двумя Fe^{3+} катионами (отвечающими химической формуле), занимающими *B*-позиции и одним Zn^{2+} катионом, занимающим *A*-позицию (рис. 2.7). В обратной шпинели (структура магнетита), две *B*-позиции (на каждую формулу) заняты одним Fe^{2+} и одним Fe^{3+} катионами, и позиция *A* занята оставшимся Fe^{3+} катионом.

² Так – у автора

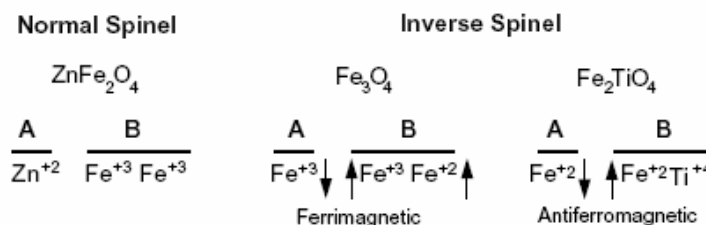


Рис. 2.7. Сравнения распределений катионов в нормальной шпинели и в обратной шпинели. *A* и *B* указывают *A* и *B* подрешетки катионов, соответственно; стрелки указывают направления катионных магнитных моментов. Из McElhinny (Palaeomagnetism and Plate Tectonics, Cambridge, London, 356 pp., 1973).

Вид взаимодействия атомных магнитных моментов Fe^{2+} и Fe^{3+} катионов также показан на рис. 2.7. Обменное взаимодействие между катионами происходит через посредство O^{2-} -анионов и называется суперобменным взаимодействием. Фактически, магнитные моменты катионов в пределах каждой подрешетки одинаково направлены параллельны, в то время, как моменты подрешеток *A* и *B* антипараллельны. Поскольку (в расчете на одну формулу) в подрешетке *B* находятся один Fe^{2+} и один Fe^{3+} в "противовес" лишь одному Fe^{3+} катиону из подрешетки *A*, атомные моменты Fe^{3+} катионов взаимно компенсируют друг друга, и остается нескомпенсированным лишь магнитный момент Fe^{2+} -катиона. Это антипараллельное выравнивание двух неравных подрешеток делает кристалл Fe_3O_4 ферримагнетиком. Шпинельная кристаллическая структура обуславливает существование предпочтительного направления намагниченности (т. е. магнитокристаллическое направление легкого намагничивания) по диагонали куба [111]. Результирующая намагниченность насыщения магнетита – 480 Гс (4.8×10^5 А/м) (в расчете на нулевую тепловую энергию при 0°К), а температура Кюри – 580°С.

Чтобы понять, как магнитные свойства изменяются в пределах титаномагнетитового ряда, рассмотрим его богатый титаном (*Ti*-rich) конечный член – ульвошпинель Fe_2TiO_4 . Ti^{4+} катионы входят в обратной шпинели в *B* подрешетку. Оба остальных Fe -катионы являются Fe^{2+} -катионами, как требуется для нейтральности электрического заряда в молекуле. Заполненная электронная орбиталь для Ti^{4+} означает, что этот катион не обладает атомным магнитным моментом. Как видно из рис. 2.7, антипараллельное выравнивание *A* и *B* подрешеток имеет место теперь между двумя подрешетками равного атомного магнитного момента, и ульвошпинель – антиферромагнетик. Однако температура Нееля (температура, в которой антиферромагнитное выравнивание исчезает) равна 153°С, так что при комнатной температуре и выше ульвошпинель – парамагнитна.

В титаномагнетитовой серии (ряде) Ti^{4+} замещает Fe^{3+} по мере увеличения содержания титана *Ti*. Обобщенная химическая формула для титаномагнетита – $\text{Fe}_{3-x}\text{Ti}_x\text{O}_4$, где *x* изменяется от 0,0 для магнетита до 1,0 для ульвошпинели. Ионное замещение – $2\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+} + \text{Ti}^{4+}$, указывающее, что остающийся Fe -катион должен изменить валентность от Fe^{3+} к Fe^{2+} для каждого нового (вошедшего в решетку) Ti^{4+} -катиона. Хотя ясно, что Ti^{4+} -катионы входят в *B* подрешетку, распределение Fe^{2+} и Fe^{3+} -катионов между подрешетками и результирующий собственный магнитный момент для промежуточных титаномагнетитов находятся в "споре".

Мы используем удобное приближение (вероятно, справедливое для быстро охлажденных титаномагнетитов), что Fe^{2+} и Fe^{3+} -катионы одинаково распределены между *A* и *B* подрешетками. Это "выдает" линейную зависимость намагниченности насыщения j_s от состава, если j_s приведена к 0°К. Поэтому вполне естественно, что прибавление Ti^{4+} -катиона (не имеющего атомного магнитного момента) в структуру магнетита последовательно уменьшает его намагниченность насыщения. Аналогично, важно, какова наблюдаемая зависимость температуры Кюри T_C от содержания титана *Ti*. И T_C , и

j_s показаны как функции параметр состава x титаномагнетита на рис. 2.8. Любой титаномагнетит с $x > 0,8$ будет парамагнитным при комнатной температуре и выше.

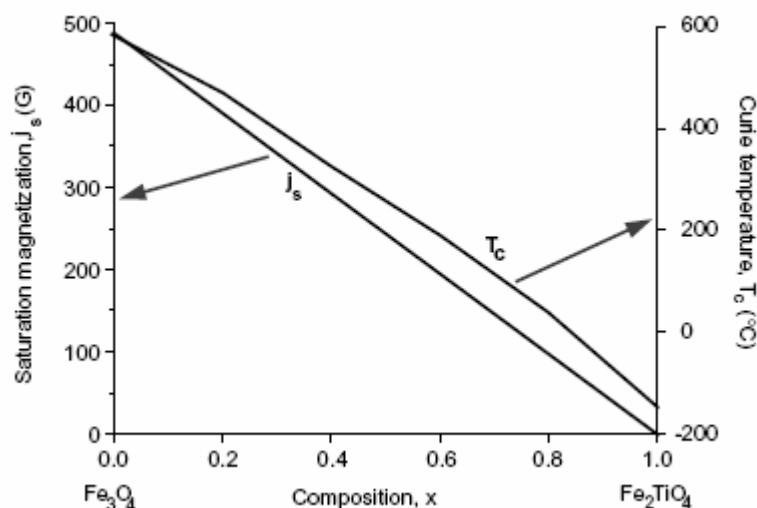


Рис. 2.8. Намагниченность насыщения и температура Кюри для титаномагнетитовой серии. Состав обозначен параметром x ; левая ось указывает намагниченность насыщения (j_s); правая ось задает температуру Кюри (T_c). Из Нагата (1961).

Титаногематиты

Нам хотелось бы, чтобы титаногематиты были столь же просты как титаномагнетиты, но это не так. Ниже нам придется многими сложностями пренебречь, чтобы представить основную информацию. (Извинения Луи Неелю, Кену Хоффману и многим другим специалистам в этой области – всем, кто мог бы почувствовать себя задетым используемыми упрощениями.) Чаще всего в изверженных горных породах титаногематиты и продукты их окисления составляют меньшую часть ферромагнитных минералов, чем титаномагнетиты (и его продукты окисления). Однако в высококремнистых и/или в сильноокисленных изверженных горных породах гематит может оказаться доминирующим ферромагнитным минералом. Кроме того, гематит – почти всегда доминирующий или единственный ферромагнитный минерал в красных осадках (красноцветях), главном источнике палеомагнитных данных.

Титаногематиты обычно – непрозрачные минералы с магнитной структурой, наиболее легко описываемой с помощью гексагональной системы (структуры). Слои плотноупакованных в гексагональной структуре O^{2-} -анионов параллельны (0001)-базовой плоскости. Для каждого 18-ти O^{2-} -анионов существуют 18 потенциальных катионных октаэдрических позиций с шестью окружающими их O^{2-} -анионами. В титаногематитах две трети этих катионных позиций заняты.

Для гематита (обозначаемого как αFe_2O_3 , чтобы избежать путаницы с другими формами Fe_2O_3 , представленными ниже), все катионы – только Fe^{3+} , и они чередуются как плоскости (0001) со слоями O^{2-} -анионов. Атомные магнитные моменты Fe^{3+} -катионов лежат в базовой плоскости, ортогональной к [0001]-оси. Атомные моменты параллельно выровнены внутри (0001)-плоскостей, но приблизительно антипараллельны моментам соседних слоев катионов. Эта ситуация показана на рис. 2.9. Однако угол между магнитными моментами этих дополнительных слоев слегка отличен от 180° , обуславливая существование собственной намагниченности, как показано справа на рис. 2.9. Эта результирующая намагниченность лежит в базовой плоскости, почти перпендикулярно магнитным моментам слоев Fe^{3+} -катионов. Гематит (αFe_2O_3) называют

нескомпенсированным антиферромагнетиком, он имеет намагниченность насыщения $\sim 2 \text{ Гс}$ ($2 \times 10^3 \text{ А/м}$), обусловленную этим "дефектным" антиферромагнетизмом.

Кроме намагниченности вследствие непараллельности слоев, иногда естественный гематит имеет дополнительную намагниченность, представляющую собой собственно "дефектный ферромагнетизм", и, возможно, являющуюся результатом (как следствие нарушения кристаллической структуры) дефектности решетки или наличия немагнитных примесных катионов. В то время как природа этих двух составляющих намагниченности сложна и не понята полностью, суммарный эффект состоит в существовании слабого ферромагнетизма с $j_s \approx 2\text{--}3 \text{ Гс}$ ($2\text{--}3 \times 10^3 \text{ А/м}$). Снова оставляя в стороне трудности, для эффективной температуры Нееля (температуры, при которой обменное взаимодействие в антиферромагнитном минерале исчезает) гематита имеем 680°С .

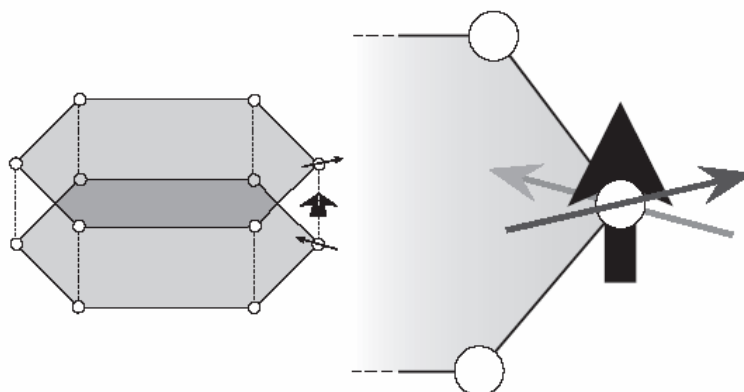


Рис. 2.9. Выравнивание катионных (Fe^{3+}) магнитных моментов в гематите. Плоскости катионов – базовые (0001)-плоскости; магнитные моменты параллельны внутри каждой базовой плоскости; выравнивание катионных (Fe^{3+}) магнитных моментов между (0001)-плоскостями показано на правой части диаграммы; магнитный момент верхней плоскости показан темно-серой стрелкой; магнитный момент нижней плоскости показан светло-серой стрелкой; векторная сумма этих двух почти антипараллельных магнитных моментов показана жирной черной стрелкой (в очень увеличенном масштабе).

Обратимся теперь к ильмениту (FeTiO_3), в котором Ti^{4+} -слои чередуются со слоями Fe^{2+} -катионов. Магнитные моменты Fe^{2+} -катионов внутри одной базовой плоскости выровнены параллельно – с результирующим магнитным моментом, ориентированным вдоль [0001]-оси. Направление выравнивания моментов в чередующихся Fe^{2+} слоях антипараллельно, и, таким образом, ильменит – антиферромагнетик с температурой Нееля -218°С .

Ионное замещение в титаногематитовых рядах происходит точно как же, как в титаномagnetитах: Ti^{4+} замещает Fe^{3+} -катион, и один из оставшихся Fe-катионов изменяет валентность от Fe^{3+} к Fe^{2+} . Обобщенная формула – $\text{Fe}_{2-x}\text{Ti}_x\text{O}_3$, где x изменяется от 0,0 для гематита до 1,0 в ильмените. Как показано на рис. 2.10, температура "Кюри" имеет простую линейную зависимость от состава. Однако намагниченность насыщения j_s (для 0°К) изменяется сложным образом. Причина – различное распределение катионов в титаногематитах промежуточного состава. Следует отметить, что титаногематиты с $x > 0,8$, подобно титаномagnetитам с высоким содержанием Ti , являются парамагнитными при комнатной температуре и выше.

Для $0,0 < x < 0,45$ титаногематиты сохраняют непараллельную антиферромагнитную выровненность гематита, с Fe и Ti-катионами, поровну распределенными среди катионных слоев. В этом диапазоне составов намагниченность насыщения приблизительно постоянна и низка ($j_s \approx 2 \text{ Гс}$). Однако для $x > 0,45$ Fe и Ti-катионы распределены уже неодинаково; Ti-катионы занимают преимущественно катионные слои. Поскольку

Ti -катионы не имеют никакого атомного магнитного момента, антипараллельное выравнивание подрешеток формируется уже с неравными магнитными моментами, и титаногематиты с $0,45 < x < 1,0$ – ферримагнитны.

Промежуточные титаногематиты также обладают одним дополнительным необыкновенным магнитным свойством: самообращение термоостаточной намагниченности. В зависимости от состава и скорости охлаждения, титаногематиты промежуточных составов могут приобретать остаточную намагниченность, антипараллельную магнитному полю, в котором они охлаждались ниже температуры Кюри. Это свойство самообращения теперь признано как редкое, потому что титаногематиты этого состава редко являются доминирующим ферромагнитным минералом в горных породах. Однако, как будет показано в Главе 9, это свойство самообращения вызвало недоразумения на ранних этапах построения магнитной геохронологической шкалы полярности.

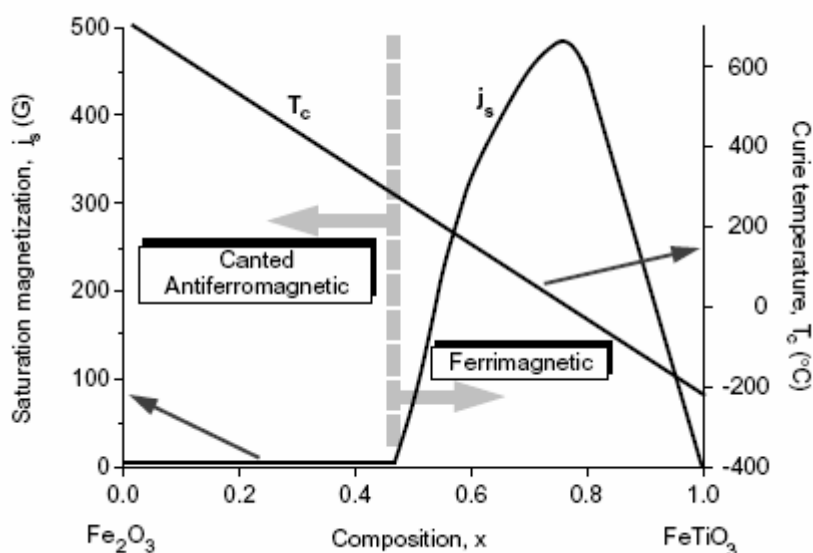


Рис. 2.10. Намагниченность насыщения и температура Кюри для титаногематитового ряда. Состав обозначен параметром x ; левая ось указывает намагниченность насыщения (j_s); правая ось указывает температуру Кюри (T_c); составы $x < 0,45$ имеют "скошенное" антиферромагнитное выравнивание; составы $0,45 < x < 1,0$ имеют ферримагнитное выравнивание. Из Нагата (1961) и Стаси и Бэнерджи (1974).

Первичные $FeTi$ -окислы

В этом разделе мы обсудим распределения по размеру зерен и состав $FeTi$ -окислов, которые изначально кристаллизуются из извергаемого расплава. Эти исходные фазы представляют собой "первичные" $FeTi$ -окислы.

Как титаномagnetиты, так и титаногематиты кристаллизуются при $\sim 1300^\circ\text{C}$ и являются наиболее ранними в процессе кристаллизации изверженных горных пород. Скорость охлаждения играет большую роль в формировании вида распределения $FeTi$ окислов по размерам зерен. Быстро охлажденные вулканические (эффузивные) горные породы (типа океанских подушечных базальтов, pillow basalts) часто содержат титаномagnetиты с существенным содержанием частиц, размером в 1-мкм или еще меньших размеров. Эти мелкозернистые титаномagnetиты часто уже демонстрируют основные кристаллические особенности. Медленно охлаждаемые интрузивные горные породы обычно содержат частицы больших размеров, иногда превышающие 100 мкм. Как мы увидим ниже, мелкозернистые ферромагнитные частицы – лучшие магнитные "регистраторы". В этом – одна из причин того, почему вулканические (эффузивные) горные

породы более предпочтительны, чем интрузивные горные пород, как объект палеомагнитного изучения.

Как результат процессов магматической дифференциации, в мафитовых изверженных горных породах обычно наблюдается более высокое содержание первичных *FeTi*-окислов (и эти окислы характеризуются высоким *Ti : Fe* отношением), чем в felsic* изверженных горных породах. В базальтах, первичными *FeTi*-окислами являются титаномагнетиты и титаногематиты. Составы первичных титаномагнетитов обычно лежат в диапазоне $0 < x < 0,8$, в то время как первичный титаногематит – почти чистый ильменит с $0,8 < x < 0,95$. Первичный титаногематит, таким образом, при окружающих поверхностных условиях (температуре) – парамагнетик. Полное содержание *FeTi*-окислов в базальтах обычно – 5 объемных %, с приблизительно равными долями титаномагнетита и титаногематита.

Кремниевые изверженные расплавы имеют более высокую подвижность кислорода, fO_2 , чем мафитовые расплавы. В felsic* горных породах зато ниже содержание *FeTi*-окислов, и содержание *Ti* в этих *FeTi*-окислах более низкое. Первичный титаномагнетит – почти чистый, очень низкотитанистый магнетит, а титаногематиты – почти чистый гематит. И если первичные титаномагнетиты промежуточного состава и нередки, то титаногематиты промежуточного состава, с x в диапазоне: $0,4 < x < 0,8$ – относительно редки. Большая часть первичного титаногематита в мафитовых и промежуточных изверженных горных породах богата титаном, с эпизодическими проявлениями бедного титаном титаногематита в кремниевых горных породах.

В дополнение к первичным *FeTi*-окислам, которые кристаллизуются из изверженных расплавов, в глубинных (plutonic) горных породах бедный титаном титаномагнетит часто выпадает из плагиоклаза или пироксена (рис. 2.11a). Составляя лишь небольшую часть *FeTi*-окислов, этот титаномагнетит – мелкозернистый и поэтому он может быть эффективным палеомагнитным регистратором. В процессе охлаждения изверженных горных пород, первичные *FeTi*-окислы могут принять участие в формировании твердых растворов и/или быть затронуты вторичным окислением. Оба процесса могут изменить состав и размер частицы *FeTi*-окислов, что, в свою очередь, может сказаться на их магнитных свойствах.

* **felsic** — фельзический. Мнемоническое прилагательное, образованное как акроним из слов: **feldspar** + **lenad** (фельдшпатоид) + **silica** + **c**. Применяется для обозначения магматических пород, в модалном составе которых преобладают светлоокрашенные минералы. Также термин относится к этим минералам (кварц, полевые шпаты, фельдшпатоиды, мусковит) как к группе. По значению термин противоположен понятию *мафический (mafic)* [Толковый словарь английских геологических терминов].

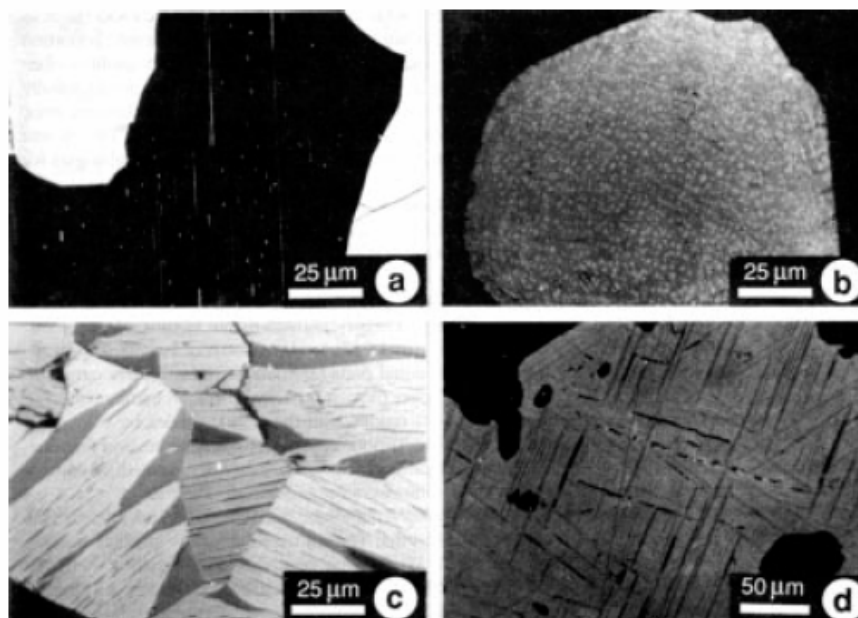


Рис. 2.11. Микрофотографии *FeTi*-окисных минералов. **(a)** Оптическая микрофотография выпавшего титаномагнетитового зерна, имеющего форму прута (маленькая белая частица), – внутри кристалла плагиоклаза. **(b)** Оптическая микрофотография выпадения частиц магнетита (белых) внутри ульвошпинели (серой). **(c)** Оптическая микрофотография богатого титаном титаногематита (темно-серые линзы) внутри светло-серого богатого железом титаногематита. **(d)** Оптическая микрофотография ламели ильменита внутри частицы титаномагнетита; обратите внимание на симметрию плоскостей ильменита, параллельных (111)-плоскостям титаномагнетитового хозяина. Микрофотографии, любезно предоставленные S. Haggerty.

Распад (Exsolution)

И титаномагнетиты и титаногематиты кристаллизуются при $\sim 1300^\circ\text{C}$, и твердый раствор является равновесным при этих высоких температурах. Так что все составы при высокой температуре возможны. Однако в более низких температурах развиваются составные неустойчивости (compositional gaps) – ниже кривых, показанных на рис. 2.12. При температурах ниже этих кривых промежуточные составы распадаются или из них выпадают богатые титаном (*Ti*-rich) компоненты и бедные титаном (*Ti*-poor) компоненты – в результате диффузии *Fe* и *Ti*-катионов в твердом состоянии. Однако диффузия при низких температурах происходит вяло, так что быстрое охлаждение может сохранять промежуточные составы. Поскольку титаномагнетиты распадаются при довольно низкой температуре ($\sim 600^\circ\text{C}$), выпадение происходит медленно и наблюдается, в общем случае, только в медленно охлаждающихся глубинных (*plutonic*) горных породах. Составные неустойчивости в ряде титаногематита развиваются в более высоких температурах, а распад происходит более быстро.

Распад титаномагнетитов промежуточного состава и титаногематитов важно по двум причинам:

1. Несмешивание частиц промежуточного состава в сложные частицы с *Ti*-богатыми и *Ti*-бедными составами изменяет магнитные свойства типа j_s и T_C , которые зависят от состава.
2. Распад драматично уменьшает эффективный размер частицы.

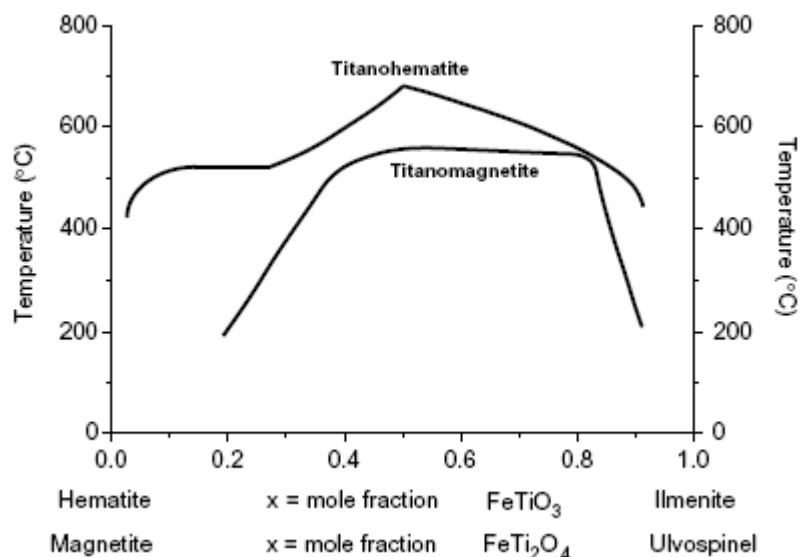


Рис. 2.12. Составные неустойчивости для титаногематита и титаномagnetита. Составы обозначены параметром x для каждого ряда; твердый раствор стабилен в пределах каждого ряда при температурах выше жирных кривых; распад происходит для промежуточных составов при температурах ниже этих кривых. Взято из Нагата (1961) и Бартон (Reviews in Mineralogy, v. 24, in press).

В результате распада большая гомогенная частица преобразуется в составную частицу с намного меньшей *Ti*-poor (*Fe*-rich) частью и дополнительной *Ti*-rich (*Fe*-poor) частью. В титаномagnetите распад приводит к образованию *Ti*-poor кристаллов кубической структуры, окруженных *Ti*-rich областями (рисунок 2.11b). Результирующее составное зерно будет представлять собой конгломерат малых кристаллов ферромагнетика, беднотитанистого (*Ti*-poor) титаномagnetита, окруженных парамагнитным, богато-титанистым (*Ti*-rich) титаномagnetитом. Подобная ситуация происходит для распавшегося титаногематита, за исключением случая, когда распад происходит по (0001) плоскостям, создавая тигристо-полосатую составную частицу (рисунок 2.11c). Как будет обсуждено в следующей главе, уменьшение размера ферромагнитных частиц, которое сопровождает распад, имеет глубокое влияние на магнитные свойства.

Вторичное окисление

Окисление, которое происходит в процессе охлаждения изверженной горной породы - вторичное окисление. При охлаждении первичные *FeTi*-окисные частицы часто не находятся в равновесии по отношению температуре и к окислительной обстановке. Вторичное окисление происходит почти всегда, когда горная порода охлаждается небыстро и/или охлаждается под давлением (например, в условиях дна океана), где дегазация не происходит.

Обширное изучение вторичного окисления в базальтах показывает, что типичные условия вторичного окисления характеризуются температурой 750°C и fO_2 (парциальным давлением кислорода) – 10^{-5} – 10^{-6} атмосфер. Вторичное окисление происходит в твердом состоянии, но обычно при температурах выше температуры Кюри. Вторичное окисление захватывает в равной мере и первичный титаномagnetит, и первичный титаногематит. Как пример, рассмотрим обычно наблюдаемые эффекты вторичного окисления первичного титаномagnetита в базальте. "Путь" изменения состава за счет окисления показан на рис. 2.13. Состав первичного титаномagnetита: $x = 0,6$, что типично для базальтов. Окисление обычно происходит "вдоль" линии постоянного отношения

$Ti:Fe$, параллельной основанию тройной диаграммы. Отношение $Fe^{3+}:Fe^{2+}$ увеличивается по мере окисления, ведя состав в правую часть диаграммы. Однако результирующее зерно обычно оказывается не гомогенным, а скорее – составной частицей с пластинками ильменита вдоль (111) плоскости титаномagnetитового хозяина (рис. 2.11d). Состав титаномagnetитового хозяина становится обогащенным железом (Fe) и приближается к чистому магнетиту.

Изменение состава титаномagnetита в результате вторичного окисления изменяет его магнитные свойства. Первичный титаномagnetит промежуточного состава замещается на богатый железом (Fe -rich) титаномagnetит с более высокой температурой Кюри и более высокой намагниченностью насыщения. Кроме того, уменьшается размер частиц, поскольку исходная частица теперь подразделена на существенно меньшие частицы, разделенные парамагнитным ильменитом. Опять этот уменьшенный размер частицы вносит главное влияние в магнитные свойства породы.

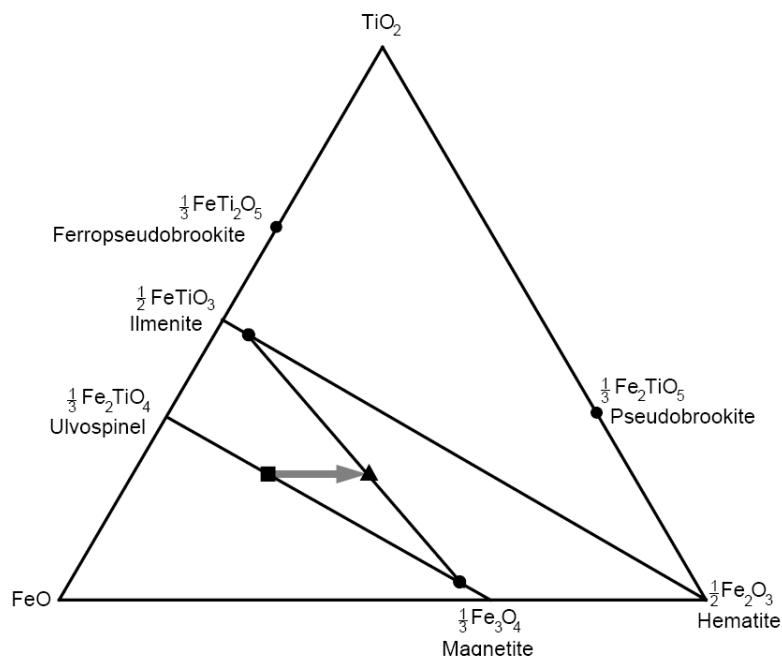


Рис. 2.13. Тройная диаграмма TiO_2 – FeO – Fe_2O_3 . Состав первичного титаномagnetита $x = 0,6$ показан квадратиком; серая стрелка показывает изменение состава в течение вторичного окисления; кружки, соединенные сплошными линиями, показывают минеральные составы, следующие из вторичного окисления.

Можно говорить о разных режимах вторичного окисления, и режим, который реализуется в $FeTi$ -окислах той или иной изверженной горной породы, зависит от скорости охлаждения и величины fO_2 . Первичный Ti -rich титаногематит также подвергается вторичному окислению; предельные случаи приводят к образованию частиц, которые составлены из рутила (TiO_2), гематита (αFe_2O_3) и иногда псевдобрукита (Fe_2TiO_5). Точно так же сильное вторичное окисление первичного титаномagnetита может привести к рутилу плюс гематит. Яркие примеры важности вторичного окисления для магнитных свойств дало изучение $FeTi$ -окислов и магнитных свойств образцов, отобранных из профилей в потоках базальта. "Интенсивность и стабильность" палеомагнетизма обычно максимальны во внутренних зонах потоков, где вторичное окисление достигло глубоких стадий.

Низкотемпературное окисление

Выветривание титаномагнетитов при окружающих поверхностных температурах, или *гидротермальное изменение* при $T < 200^\circ\text{C}$, может приводить к образованию катион-дефицитной шпинели. Классический пример – окисление магнетита вплоть до маггемита ($\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$), который химически эквивалентен гематиту ($\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$), но сохраняет шпинельную кристаллическую структуру.

При изучении процесса низкотемпературного окисления поучительно использовать структурную формулу со скобками, указывающими катионы в *B* подрешетке. Например, формула магнетита может быть записана: $\text{Fe}^{3+} [\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{2+}] \text{O}_4$, – чтобы указать, что каждая *единица формулы магнетита* имеет один Fe^{3+} в *A*-подрешетке и один Fe^{3+} плюс один Fe^{2+} – в *B*-подрешетке. Структурная формула для маггемита имеет вид: $\text{Fe}^{3+} [\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{3+}_{2/3}\square_{1/3}] \text{O}_4$, – что указывает, что магнетит окислен до маггемита за счет изменения валентности двух третей исходных катионов Fe^{2+} до Fe^{3+} , с одновременным полным удалением из *B*-подрешетки оставшейся трети исходных катионов Fe^{2+} . Это удаление происходит за счет диффузии, производящей вакансии () в структуре шпинели в позициях, где прежде находился катион Fe^{2+} ; эти вакансии объясняют сложившееся название *катион-дефицитная шпинель*. Поскольку ферримагнетизм магнетита объясняется присутствием катионов Fe^{2+} в *B*-подрешетке, удаление третьей части этих катионов уменьшает намагниченность насыщения от 480 Гс (4.8×10^5 А/м) – для магнетита до 420 Гс ($4.2 \cdot 10^5$ А/м) – для маггемита. Маггемит обычно метастабилен и его кристаллическая структура при нагревании в интервале $300^\circ\text{--}500^\circ\text{C}$ преобразуется необратимо в гексагональную структуру $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$.

Подобное низкотемпературное окисление титаномагнетитов приводит к образованию катион-дефицитных титаномаггемитов. Титаномагнетит (состав $x = 0,6$) – доминирующий первичный *FeTi*-окисел в океанских подушечных базальтах, которые составляют верхние 0,5 км океанической коры. В процессе выветривания (гипергенезации) дна океана, титаномагнетиты окисляются до титаномаггемита с сопутствующим уменьшением величины намагниченности, что производит к существенному уменьшению амплитуды результирующих морских магнитных (полосовых) аномалий. Следовательно, титаномаггемит – один из наиболее распространенных *FeTi*-окислов в коре Земли.

Недавно было признано, что именно формирование маггемита определяет увеличение содержания ферромагнитных минералов в почвах. Помимо просто окисления детритового магнетита, еще три процесса ответственны за формирование маггемита:

1. Формирование маггемита (и иногда магнетита) из железных окислов или оксигидроксидов в повторяющихся окислительно-восстановительных циклах в ходе формирования почвы;
2. Естественное горение с участием (в присутствии) органических материалов; температуры выше $\sim 200^\circ\text{C}$ способствуют преобразованию парамагнитных железонесущих минералов в маггемит;
3. Обезвоживание лепидокрокита (γFeOOH), обычного железо-оксигидроксидного продукта, получающегося при выветривании железистых силикатов.

Оксигидроксиды железа и сульфиды

Оксигидроксиды железа обычны в выветрелых изверженных и метаморфических горных породах, в почвах и в осадках. Наиболее важным оксигидроксидом является гетит (αFeOOH), который является стабильной формой окислов железа в почвах влажных регионов, а также образуется при изменении пирита (FeS_2) в известняках. Гетит – орторомбический кристалл и антиферромагнетик с температурой Нееля $T_N = 120^\circ\text{C}$, но природный гетит обычно проявляет слабый ферромагнетизм. Естественное обезвоживание гетита (или лабораторное нагревание до $300\text{--}400^\circ\text{C}$) производит ге-

матит и является важным процессом в формировании красноцветных осадков. Лепидокрокит (γFeOOH) – оксигидроксид с кубической кристаллической структурой, он парамагнитен при комнатной температуре (температура Нееля $T_N = -196^\circ\text{C}$). Лепидокрокит часто преобразуется в гетит или в маггемит в результате обезвоживания.

Формирование сульфидов железа – ключевое событие по отношению к палеомагнитной записи в морских осадках, и мы возвратимся к этому предмету в Главе 8. Сейчас же мы только упомянем об основных магнитных свойствах этих минералов. Сульфиды железа могут образовываться в природе с составами в пределах от пирита (FeS_2) до троилита (FeS), хотя последний обычен только в метеоритах. Общая химическая формула может быть написана: FeS_{1+x} ($0 \leq x \leq 1$), а состав сульфидов железа может быть выражен параметром состава x . Пирротин – ферримагнитный сульфид железа с моноклинной кристаллической структурой и с составом в интервале от Fe_7S_8 до Fe_9S_{10} ($0,11 \leq x \leq 0,14$). В нем есть две антипараллельные взаимодействующие подрешетки, содержащие Fe -катионы, но в противостоящих подрешетках число Fe -катионов немного неодинаково. Таким образом, пирротин ферримагнитен. Температура Кюри равна 320°C , а намагниченность насыщения может достигать 130 Гс ($1,3 \times 10^5 \text{ А/м}$). Пирротин обычно формируется в процессе диагенеза (перестройки минералов) морских осадков в их естественной окружающей среде в присутствии избыточной органики, но может также формироваться в метаморфических ореолах, окружающих изверженные интрузивы.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

S. Chikazumi, Physics of Magnetism, Wiley, New York, 554 pp., 1964.

Превосходное введение в физику магнетизма

D. H. Lindsley, The crystal chemistry and structure of oxide minerals as exemplified by the Fe-Ti oxides, in: Oxide Minerals, ed: D. Rumble, III, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., 1976a, pp. L1–L60.

D. H. Lindsley, Experimental studies of oxide minerals, in: Oxide Minerals, ed: D. Rumble, III, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., 1976b, pp. L61–L88.

Эти две статьи содержат глубокое обсуждение минералогии Fe-Ti-окислов и экспериментальных данных, имеющих отношение к распаду.

S. E. Haggerty, Oxidation of opaque minerals in basalts, in: Oxide Minerals, ed: D. Rumble, III, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., 1976a, pp. Hg1–Hg100.

S. E. Haggerty, Opaque mineral oxides in terrestrial igneous rocks, in: Oxide Minerals, ed: D. Rumble, III, Mineralogical Society of America, Washington, D.C., 1976b, pp. Hg101–Hg300.

Эти две статьи предоставляют детальные наблюдения вторичного окисления; они включают много замечательных микрофотоснимков полированных шлифов.

T. Nagata, Rock Magnetism, Maruzen Ltd., Tokyo, 350 pp., 1961.

Главы 1-3 обеспечивают широкое (хотя иногда несколько устаревшее) введение в магнитные свойства ферромагнитных минералов.

F. D. Stacey and S. K. Banerjee, The Physical Principles of Rock Magnetism, Elsevier, Amsterdam, 195 pp., 1974.

Главы 1 и 2 касаются магнитных свойств магнетиков и магнитных минералов

R. Thompson and F. Oldfield, Environmental Magnetism, Allen and Unwin, London, 227 pp., 1986.

Главы 2 - 4 обсуждают магнитные свойства тел и магнитных минералов.

УПРАЖНЕНИЯ

2.1. Железистый оливин (Fe_2SiO_4) - парамагнетик с магнитной восприимчивостью $\chi = 4,4 \times 10^{-4}$ ед. CGS при 0°C ($= 273^\circ\text{K}$).

a. Монокристалл железистого оливина имеет объем 2 см^3 . Этот кристалл помещен в магнитное поле $H = 10 \text{ Э}$, в 0°C . Каков результирующий дипольный магнитный момент M этого кристалла?

b. Если железистый оливин помещен в магнитное поле $H = 100 \text{ Э}$ при температуре 500°C ($= 773^\circ\text{K}$), то какова результирующая намагниченность J ?

2.2. MnS – парамагнетик. При 300°K в одном см^3 находятся 4×10^{22} молекул MnS . Какова парамагнитная восприимчивость χ сернистого марганца MnS при 300°K , если катионный магнитный момент Mn^{2+} равен $5 M_B$?

ГЛАВА 3. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Физические процессы, ведущие к приобретению естественной остаточной намагниченности, представлены здесь. Начнем с представления теории ферромагнетизма малых частиц, которая лежит в основе всего магнетизма пород.

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ МЕЛКИХ ЧАСТИЦ

Горные породы – ансамбли мелкозернистых ферромагнитных минералов, рассеянные внутри матрицы диамагнитных и парамагнитных минералов. Нас, с одной стороны, интересует намагничивание индивидуального ферромагнитного зерна. Но с другой стороны, мы должны все время иметь в виду и процесс намагничивания породы в целом: суммы ферромагнитных зерен и матрицы. Необходимо делать различие между магнитными параметрами отдельного ферромагнитного зерна и магнитными параметрами полных образцов.

Договоримся, что параметры для индивидуального ферромагнитного зерна обозначены символами из строчных букв, тогда как параметры для полного образца обозначены заглавными символами. Например, намагниченность частицы магнетита обозначена j , в то время как намагниченность всего образца обозначается J .

Основной принцип: энергия ферромагнитных частиц есть сумма энергий различной природы, это определяет их намагниченность. Независимо от того, простой или сложный является комбинация энергий частицы (зерна), зерно ищет (и находит) такую конфигурацию намагниченности, которая минимизирует его полную энергию.

Магнитные домены

Рассмотрим однородно намагниченную сферическую частицу ферромагнитного материала (рис. 3.1а). Атомные магнитные моменты могут быть смоделированы как пары магнитных зарядов (как на рис. 1.1а). Магнитные заряды смежных атомов нейтрализуют внутренние заряды частицы, но приводят к появлению некоего распределения магнитных зарядов на поверхности частицы. Для сферической частицы, одна полусфера имеет положительный заряд, другая – отрицательный заряд. Энергия, запасенная частицей в этом распределении заряда и обусловленная притяжением–расталкиванием зарядов, называется магнитостатической энергией e_m , которая пропорциональна j^2 .

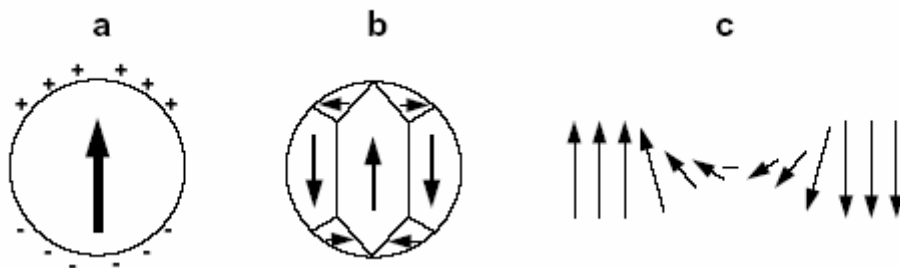


Рис. 3.1 (а) Однородно намагниченная сферическая ферромагнитная частица. Направление намагниченности насыщения j_s показано стрелкой; поверхностные магнитные заряды (массы) показаны плюсами и минусами. (b) Сферическая ферромагнитная частица, разделенная на магнитные домены. Стрелки показывают направления j_s магнит-

ных доменов; плоскости, разделяющие смежные магнитные домены – доменные границы (доменные стенки). (с) Схема вращения атомных магнитных моментов в пределах доменной границы. Стрелки обозначают атомные магнитные моменты, которые внутри границы направлены по спирали.

Однородно намагниченное ферромагнитное зерно имеет $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s$ и магнитостатическая энергия велика для материалов с большой j_s .

Формирование магнитных доменов, как показано на рис. 3.1b, уменьшает магнитостатическую энергию, потому что процент поверхности, охваченной магнитными зарядами, уменьшается, и заряды противоположного знака соседствуют, а не удалены друг от друга. Внутри каждого домена намагниченность равна j_s , но зерно в целом имеет полную намагниченность $j \ll j_s$. Зерна магнетита диаметром $d > 10$ мкм содержат множество доменов и называются многодоменными (*MD*) частицами. Область, разделяющая домены – доменная граница (рис. 3.1с). Из-за обменного взаимодействия между смежными атомами, атомные магнитные моменты образуют спираль вкост стенке, которая имеет и конечную энергию, и конечную ширину ($\sim 1000 \text{ \AA}$ для магнетита).

Однодоменные частицы

С уменьшением размера зерна число магнитных доменов в нем уменьшается. В конечном счете, зерно становится настолько малым, что энергия, требуемая, чтобы создать доменную границу, больше, чем выигрыш в магнитостатической энергии, следующий из деления зерна на два домена. Для частицы меньше этого размера, становится энергетически невыгодно подразделяться на многочисленные домены. Вместо этого, зерно будет содержать только один домен. Такие зерна называются однодоменными частицами (*SD*-зерно), а магнитные свойства *SD*-зерен существенно отличаются от таковых *MD*-зерен.

Диаметр зерна, ниже которого частицы однодоменны называется размером (границей) однодоменности (d_0). Этот размер зависит от ряда факторов, включая форму зерна и намагниченности насыщения $\mathbf{j}_s$. Частицы ферромагнитных материалов с малой $\mathbf{j}_s$ имеют меньшую надобность в формировании магнитных доменов, потому что и магнитостатическая энергия в них мала. Так, частицы гематита (с $j_s = 2 \text{ Гс}$) однодоменны до диаметра зерна $d_0 = 15 \text{ мкм}$, так что большая часть гематита, который встречается в горных породах, представлена однодоменными частицами. Однако магнетит имеет намного более высокую j_s и только очень мелкозернистый магнетит однодоменен. Теоретические оценки для d_0 в имеющих форму параллелепипеда частицах магнетита показаны на рис. 3.2.

Кубические частицы магнетита должны иметь $d < 0.1 \text{ мкм}$, чтобы быть однодоменными, но удлиненные *SD*-частицы могут быть достигать длины в 1 мкм . Опыт показывает, что в природе мелкозернистый магнетит весьма распространен, причем среди частиц мелкозернистого магнетита удлиненные частицы вполне обычны. Изверженные горные породы и их производные – осадочные породы в общем случае имеют некоторую долю *SD*-зерен магнетита.

Однодоменные зерна могут быть очень эффективным носителем остаточной намагниченности. Чтобы понять поведение однодоменного зерна, мы должны разобраться с энергиями, которые все вместе управляют направлением намагниченности в однодоменном зерне. Эти энергии вводятся поодиночке; затем рассмотрение коллективных эффектов приводит к объяснению характеристик гистерезиса.

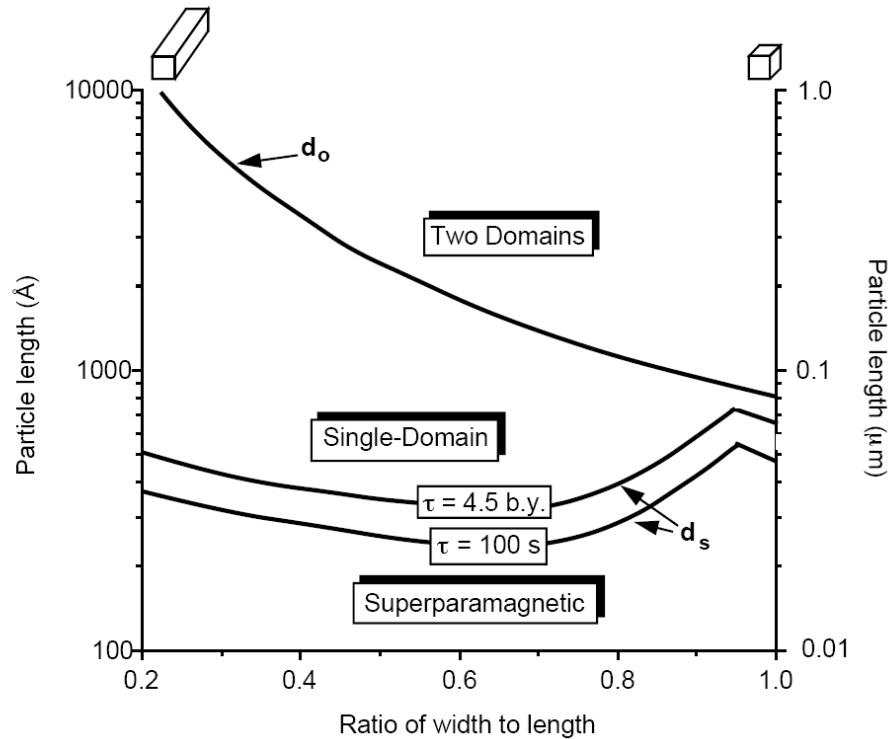


Рис. 3.2. Диапазоны размеров и форм однодоменных, суперпарамагнитных, и двухдоменных конфигураций для параллелепипедов магнетита при температуре 290°K. Длины частиц обозначены в Ангстремах (Å) на левой ординате и в микронах (мкм) на правой ординате. Форма обозначена отношением ширины к длине. Кубическое зерно – в правой стороне диаграммы; удлинение зерна – влево. Кривая, помеченная " d_0 ", отделяет область однодоменных размеров и форм от размера и формы зерен с двумя доменами. Кривые, помеченные " d_s ", задают размер и форму зерен, которые имеют $\tau = 4.5$ млрд. лет и $\tau = 100$ с; зерно с размерами ниже кривых d_s суперпарамагнитно. (По Butler и Banerjee).

Энергия взаимодействия

Взаимодействие между намагниченностью $\mathbf{j}$ отдельных ферромагнитных частиц и приложенным магнитным полем $\mathbf{H}$ обуславливает энергию взаимодействия. Эта энергия по существу характеризует взаимодействие между магнитным полем и всеми атомными магнитными моментами (уравнение (1.4)) ферромагнитного зерна.

Энергия взаимодействия описывает, как магнитное поле влияет на намагниченность ферромагнитного зерна. (Строго говоря, речь идет о балансе вращательных моментов, испытываемых намагниченностью $\mathbf{j}$ со стороны внешнего поля и со стороны кристаллической решетки соответствующего ферромагнетика. В упрощенном виде энергия взаимодействия e_H имеет вид:

$$e_H = \frac{-\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}}{2} \quad (3.1)$$

Это – выражение для плотности энергии (энергия единицы объема), оно верно как для однодоменных, так и для MD-зерен.

Однодоменное зерно намагничено однородно с $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s$. Так что приложение магнитного поля не может изменить величину намагниченности, но может поворачивать $\mathbf{j}_s$ в направление поля. Однако существует сопротивление такому вращению $\mathbf{j}_s$. Это сопротивление обусловлено так называемой анизотропией, что выражается в существовании энергетически привилегированных направлений для ориентации $\mathbf{j}_s$ в пределах

даже отдельного однодоменного зерна. Основные виды анизотропии здесь – анизотропия формы и магнитокристаллическая анизотропия.

Внутреннее размагничивающее поле

Поверхностный магнитный заряд обусловлен намагниченностью ферромагнетика. Для сферического однодоменного зерна распределение зарядов показано на рис. 3.3а. Магнитное поле, создаваемое этим зерном, может быть рассчитано по виду распределения зарядов.

Для однородно намагниченного шара внешнее магнитное поле это – поле диполя (уравнения (1.12) – (1.15)). Но эти магнитные массы (заряды) порождают магнитное поле и внутри ферромагнитного зерна. Это внутреннее магнитное поле показано на рис. 3.3b, оно называется внутренним полем (само)размагничивания, потому что направлено против намагниченности зерна.

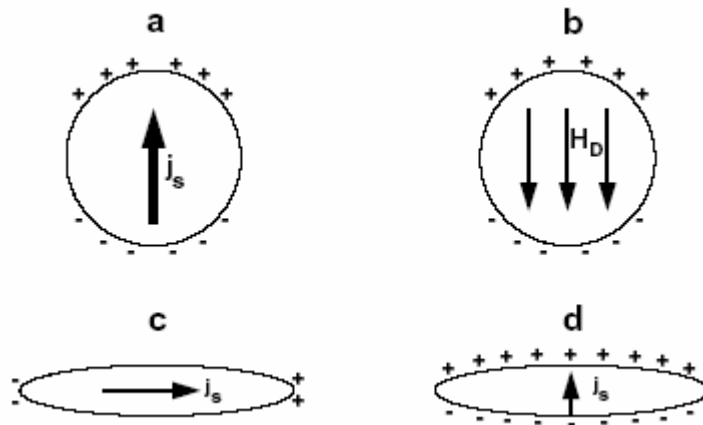


Рис. 3.3 (а) Поверхностное распределение магнитных зарядов для однородно намагниченного сферического ферромагнитного зерна. Стрелка указывает направление намагниченности насыщения $\mathbf{j}_s$; плюсы и минусы обозначают поверхностные магнитные заряды. (b) Внутреннее поле размагничивания $\mathbf{H}_D$, обусловленное магнитными зарядами однородно намагниченного шара. $\mathbf{H}_D$ однородно в пределах зерна. (c) Поверхностные магнитные заряды для однодоменного зерна, намагниченного вдоль длинной оси. Стрелка указывает направление намагниченности насыщения $\mathbf{j}_s$; плюсы и минусы обозначают поверхностные магнитные массы; видно, что магнитные заряды приурочены к концам зерна. (d) Поверхностные магнитные массы, вызываемые в однодоменной частице, намагниченной перпендикулярно к длинной оси зерна. Стрелка указывает направление намагниченности насыщения $\mathbf{j}_s$; плюсы и минусы указывают поверхностные магнитные массы; Магнитные массы занимают верхнюю и нижнюю поверхности зерна полностью.

Для однородно намагниченного эллипсоида внутреннее размагничивающее поле H_D дается формулой

$$H_D = -N_D j \quad (3.2)$$

где j – намагниченность зерна, и N_D – внутренний фактор размагничивания. Внутренний фактор размагничивания (размагничивающий фактор) – коэффициент, связывающий величину размагничивающего поля с величиной намагниченности. Размагничивающий фактор по отношению к любому направлению в зерне пропорционален проценту от поверхности зерна, "охваченной" магнитными массами, когда зерно намагничено в этом направлении. Если ввести декартову (x, y, z) систему координат внутри ферромагнитного зерна, то сумма размагничивающих факторов по трем ортогональным направлениям должна составить 4π :

$$N_{Dx} + N_{Dy} + N_{Dz} = 4\pi \quad (3.3)$$

где N_{Dx} – размагничивающий фактор по отношению к направлению x ...

Теперь рассмотрим сферическое однодоменное зерно (рисунок 3.3а). Независимо от направления намагниченности, магнитными зарядами охватывается один и тот же процент поверхности. Это означает что

$$N_{Dx} = N_{Dy} = N_{Dz} = \frac{4\pi}{3} \quad (3.4)$$

Так что внутреннее размагничивающее поле для сферического однодоменного зерна равно

$$\mathbf{H}_D = -\frac{4\pi}{3}\mathbf{j} = -\frac{4\pi}{3}\mathbf{j}_s \quad (3.5)$$

В итоге, можно показать, как определить магнитостатическую энергию. Для однородно намагниченного эллипсоида магнитостатическая энергия это – энергия взаимодействия внутреннего размагничивания поля с намагниченностью зерна:

$$e_m = -\frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}}{2} = -\frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}_D}{2} = -\frac{(\mathbf{j}_s) \cdot (-N_D \mathbf{j}_s)}{2} = \frac{N_D j_s^2}{2} \quad (3.6)$$

Это выражение демонстрирует, почему однодоменное зерно имеет большую магнитостатическую энергию, особенно если j_s велика.

Анизотропия формы

Мы можем также использовать внутреннее размагничивающее поле и магнитостатическую энергию, чтобы ввести понятие анизотропии формы. Природа анизотропии формы проиллюстрирована в рисунках 3.3с и 3.3d. Сильно удлиненное ферромагнитное зерно имеет намного меньшую магнитостатическую энергию, если намагничено вдоль этой длинной оси (рис. 3.3с), чем когда намагничено перпендикулярно к ней (рис. 3.3d). Это потому, что процент поверхности, охваченной магнитными зарядами, меньше, когда $\mathbf{j}_s$ направлена по длинной оси зерна (рис. 3.3с). Но намагниченность, перпендикулярная к длинной оси, ведет к образованию существенного поверхностного заряда (рис. 3.3d). Соответственно, размагничивающий фактор N_{Dl} по отношению к длинной оси, гораздо меньше, чем размагничивающий фактор N_{Dp} для перпендикулярного к длинной оси направления.

Уравнение (3.6) позволяет определить различие в магнитостатических энергиях частиц при их намагничивании по длинной оси и перпендикулярно ей. Это есть разность:

$$\Delta e_m = \frac{(N_{Dp} - N_{Dl})j_s^2}{2} = \frac{\Delta N_D j_s^2}{2} \quad (3.7)$$

где ΔN_D – разность размагничивающих факторов для короткой и длинной осей. Эта разность в магнитостатической энергии представляет собой энергетический барьер относительно вращения $\mathbf{j}_s$ через перпендикулярное направление (ось трудного намагничивания). В отсутствие других факторов намагниченность $\mathbf{j}_s$ в зерне будет устанавливаться по длинной оси.

Чтобы заставить $\mathbf{j}_s$ преодолеть барьер магнитостатической энергии, необходимо приложить внешнее магнитное поле, которое за счет изменения энергией взаимодействия e_H , позволит преодолеть энергетический барьер Δe_m . Согласно уравнениям (3.1) и (3.7), требуемая энергия взаимодействия есть:

$$e_H = \frac{j_s H}{2} > \Delta e_m = \frac{\Delta N_D j_s^2}{2} \quad (3.8)$$

Требуемое магнитное поле дается формулой:

$$h_c = \Delta N_D j_s \quad (3.9)$$

Магнитное поле H_c , необходимое, чтобы заставить j_s преодолеть энергетический барьер однодоменного зерна, называется микрокоэрцитивной силой. Эта микрокоэрцитивная сила является мерой барьера энергии по отношению к вращению j_s в однодоменном зерне и используется в моделях для описания процесса приобретения остаточной намагниченности. Для удлиненных зерен магнетита их коэрцитивная сила определяется анизотропией формы. Максимальная анизотропия формы присуща иглообразным зернам, для которых ΔN_D в уравнении (3.9) равна 2π . Принимая $j_s = 480 \text{ Гс}$, получаем для максимальной коэрцитивной силы однодоменного магнетита при комнатной температуре $\sim 3000 \text{ Э}$ (300 мТл).

Магнитокристаллическая анизотропия

В однодоменных частицах без анизотропии формы или в однодоменных частицах ферромагнитных материалов с малой j_s их коэрцитивную силу контролирует магнитокристаллическая анизотропия. Магнитокристаллические направления легкого намагничивания – кристаллографические направления, вдоль которых магнитокристаллическая энергия минимальна. Пример намагничивания по различным кристаллографическим направлениям в монокристалле магнетита показан на рис. 3.4. Намагничивание наиболее легко происходит вдоль магнитокристаллического направления $[111]$. Магнитокристаллической анизотропии берет свое начало в зависимости обменной энергии от кристаллографического направления намагничивания.

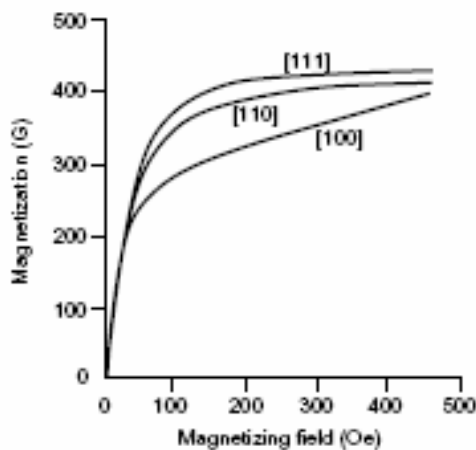


Рис. 3.4 Намагниченность монокристалла магнетита как функция поля намагничивания. Для кривых намагничивания указаны кристаллографические направления поля намагничивания; $[111]$ – магнитокристаллическое направление легкого намагничивания; $[100]$ – магнитокристаллическое направление трудного намагничивания. (По Нагата, 1961).

Простейший способ понять магнитокристаллическую анизотропию – рассматривая материал с одноосной магнитокристаллической энергией e_a . Такой материал содержит одну ось минимальной магнитокристаллической энергии, и e_a дается

$$e_a = K \sin^2 \theta \quad (3.10)$$

где K – константа магнитокристаллической анизотропии, и θ – угол между j_s и магнитокристаллическим легким направлением. Можно говорить об энергетическом барьере по отношению к вращению j_s через магнитокристаллическое трудное направление: где $\theta = 90^\circ$ и $e_a = K$ (для преодоления барьера требуется $e_H > K$). Соответствующая микрокоэрцитивная сила для однодоменной частицы равна:

$$h_c = 2K / j_s \quad (3.11)$$

Магнитокристаллическая анизотропия – основной источник микрокоэрцитивной силы в гематите, потому что K велика, а j_s мала: h_c однодоменных частиц гематита может превышать 10^4 Э (1 Тл).

Гистерезис в однодоменном зерне

Рассмотрим синтетический образец, состоящий из 5 объемных % частиц магнетита, рассеянных в диамагнитной матрице. Все зерна магнетита – удлиненные однодоменные частицы, направления длинных осей частиц распределены случайно. Типичные значения параметров гистерезиса для такого образца (при комнатной температуре) приведены на рис. 3.5а.

Чтобы рассчитать намагниченность образца, намагниченности отдельных ферромагнитных частиц j_n складываются векторно:

$$\mathbf{J} = \frac{\sum_n v_n \mathbf{j}_n}{\text{sample volume}}, \quad (3.12)$$

где v_n – объем частицы, и $v_n \cdot \mathbf{j}_n$ – магнитный момент однодоменного зерна.

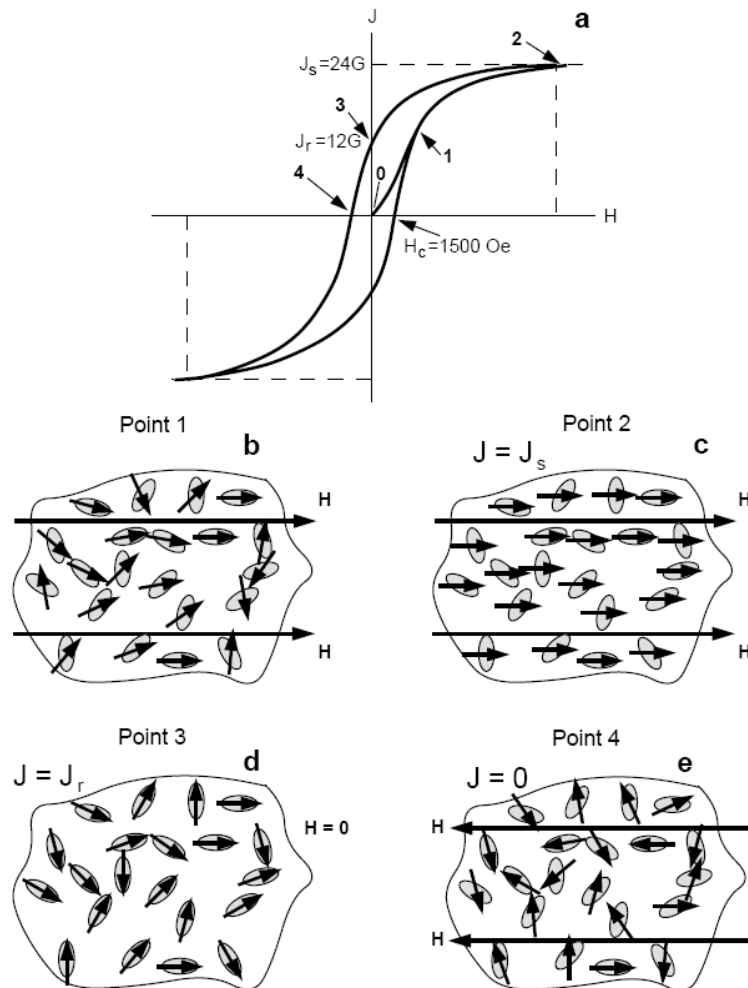


Рис. 3.5 (а) Петля гистерезиса для синтетического образца, содержащего 5 объемных % удлиненных однодоменных частиц магнетита. Намагниченность насыщения образца –

J_s ; остаточная намагниченность (намагничивание) образца – J_r ; "суммарная" коэрцитивная сила – H_c ; **(b)** Направления намагниченности зерен в точке 1 на петле гистерезиса. Пунктирные овалы – схематические представления удлинённых однодоменных зерен магнетита; стрелки указывают направление $\mathbf{j}_s$ для каждого зерна; $\mathbf{H}$ – поле намагничивания; ($\mathbf{j}_s$ каждого зерна приближается к направлению $\mathbf{H}$). **(c)** Направления намагниченности зерна в точке 2 на петле гистерезиса. Образец намагничён до насыщения J_s ; ($\mathbf{j}_s$ всех зерен параллельны $\mathbf{H}$). **(d)** Направления намагниченности зерен в точке 3 на петле гистерезиса. Поле намагничивания было удалено; намагниченность образца – остаточная намагниченность J_r ; ($\mathbf{j}_s$ каждого зерна "вернулась" к длинной оси, ближайшей к направлению насыщающего магнитного поля, которое было направлено направо). **(e)** Направления намагниченности зерен в точке 4 на петле гистерезиса. Образец имеет намагниченность $J = 0$; ($\mathbf{j}_s$ каждого зерна слегка "подвернут" к полю намагничивания $\mathbf{H}$, теперь направленному налево).

Именно эта намагниченность измеряется в эксперименте гистерезиса. Если образец предварительно не был подвергнут действию поля намагничивания, то его намагниченность: $J = 0$, потому что намагниченности $\mathbf{j}_s$ отдельных зерен направлены беспорядочно.

Приложение к образцу магнитного поля (в произвольно назначенном положительном направлении) ведет к его намагничиванию вдоль поля по траектории 0–1–2. Когда приложено поле, $\mathbf{j}_s$ каждого однодоменного зерна начинает поворачиваться в его направление. Направления $\mathbf{j}_s$ для точки 1 на петле гистерезиса показаны на рис. 3.5b. Когда поле достигло достаточного уровня, все зерна будут иметь $\mathbf{j}_s$, параллельные полю (рис. 3.5c). Это – точка 2 из рис. 3.5a, где образец достигает своей намагниченности насыщения J_s . Поле намагничивания, требуемое для насыщения, должно обеспечить преодоление барьера магнитостатической энергии, определяемое уравнением (3.7). Для удлинённых однодоменных зерен магнетита это насыщающее поле равно ~ 3000 Э (300 мТл).

Для этого образца, содержащего 5 объемных % магнетита, намагниченность насыщения может быть вычислена с помощью уравнения (3.12):

$$\begin{aligned}
 J_s &= \frac{\sum_n J_s v_n}{\text{sample volume}} = \frac{J_s \sum_n v_n}{\text{sample volume}} \\
 &= J_s \frac{\text{total magnetite volume}}{\text{sample volume}} \\
 &= j_s (\text{volume fraction magnetite}) = (480 \text{ G}) (0.05) \\
 &= 24 \text{ G } (2.4 \times 10^4 \text{ A/m})
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

Таким образом намагниченность насыщения образца прямо пропорциональна концентрации ферромагнитного минерала.

Уменьшение поля намагничивания приводит к уменьшению J по траектории 2–3. По мере уменьшения поля намагничивания, $\mathbf{j}_s$ зерен возвращается в направление длинной оси зерна. После удаления поля в образце "остается" так называемая остаточная намагниченность J_r . Направления $\mathbf{j}_s$ зерен в точке 3 показаны на рис. 3.5d. Сумма компонент $\mathbf{j}_s$ при случайном распределении направлений длинных осей дает $J_r = J_s/2$. Отношение J_r/J_s часто принимается как мера эффективности в приобретении остаточной намагниченности и составляет 0,5 для подобного ансамбля удлинённых однодоменных зерен с доминирующей анизотропией формы. Аналогично ансамбль однодоменных частиц с доминирующей одноосной магнитокристаллической анизотропией и

беспорядочно направленными магнитокристаллическими легкими осями имел бы $J_r/J_s = 0,5$.

Чтобы снова свести J назад к нулю, необходимо приложить магнитное поле противоположного направления. Намагниченность J уменьшается по траектории 3–4, и магнитное поле, требуемое для сведения J к нулю, называется коэрцитивной силой образца H_c . Направления j_s для однодоменных зерен в точке 4 показаны на рис. 3.5е. Суммарный эффект наличия энергии взаимодействия и магнитостатической энергии в ансамбле одинаковых зерен со случайно ориентированными длинными осями приводит к равенству $H_c = h_c/2$, где h_c – микроскопическая коэрцитивная сила для отдельного однодоменного зерна (уравнение (3.9)). Для образца с удлиненными однодоменными зернами магнетита, $H_c \gg 1500$ Э (150 мТл). Точно так же для ансамбля однодоменных зерен с доминирующей магнитокристаллической энергией: $H_c = h_c/2$, где h_c дается уравнением (3.11). Для ансамбля зерен гематита H_c может достигать 5000 Э (500 мТл).

Заметим, что H_c не зависит от концентрации ферромагнитного материала. Это потому, что h_c зависит от баланса энергий в однодоменном зерне и H_c зависит только от h_c ; концентрация зерен на H_c не влияет. Петля гистерезиса на рисунке 3.5а продолжается путем приведения образца к насыщению в отрицательном направлении, а затем замыкается при изменении поля вплоть до насыщающего в положительном направлении (рис. 3.5а). Этот пример показывает, насколько ансамбли однодоменных ферромагнитных зерен эффективны в приобретении остаточной намагниченности и стойки по отношению к размагничиванию; оба свойства, очевидно, желательны для палеомагнетизма.

Образцы горных пород, содержащие титаномагнетит как доминирующий ферромагнитный минерал, редко имеют H_c или J_r/J_s , приближающиеся по величине к тем, что мы определили для своего синтетического образца. Однако вспомним, что горные породы в общем случае имеют большой процент многодоменных и/или псевдооднодоменных зерен, т. е. сравнительно крупных частиц; а эти большие зерна имеют более низкие h_c и J_r/J_s .

Гистерезис многодоменного зерна

Приложение магнитного поля к многодоменному зерну приводит к преимущественному росту доменов с намагниченностью, сонаправленной с полем. Если приложенное поле достаточно велико, доменные границы сливаются, и намагниченность зерна достигает насыщения ($j = j_s$). При удалении поля, домены появляются снова и стремятся восстановить свои предыдущие конфигурации. Однако из-за дефектов решетки и внутренних напряжений в ней, энергия доменной границы есть функция местоположения (рисунок 3.6). Вместо возвращения в начальные позиции, границы "застревают" в потенциальных минимумах около их прежних (начальных) положений, и в образце образуется некоторая остаточная намагниченность. Но теперь уже довольно небольшое магнитное поле требуется, чтобы вернуть стенки назад к нулевым положениям, так что коэрцитивная сила многодоменных ферромагнитных частиц невелика. Кроме того, намагниченность многодоменных частиц имеет тенденцию уменьшаться со временем (стенки могут легко преодолевать энергетические барьеры), и эти частицы, по сравнению с однодоменными, гораздо менее эффективны как регистраторы палеомагнетизма.

Псевдооднодоменное зерно

Не существует резкой границы между большим однодоменным зерном и маленьким многодоменным зерном. Вместо этого, есть интервал размеров зерна, демонстрирующих промежуточные величины J_r/J_s и промежуточную h_c . Эти зерна называются псевдооднодоменными (PSD) и они важны в понимании процессов намагничивания

горных пород, содержащих магнетит или титаномагнетит. *PSD* интервал размера зерна для магнетита – приблизительно 1-10-мкм. Зерно в этом диапазоне размеров содержит несколько доменов и может иметь значительный магнитный момент. Они могут также довольно высокую коэрцитивную силу и стабильность остаточного магнетизма во времени. Распределения магнетитовых зерен по размерам для многих изверженных и осадочных горных пород имеют максимум в *PSD*-диапазоне и лишь весьма малый процент истинно однодоменных частиц. Соответственно, *PSD*-частицы могут быть важным носителем палеомагнетизма.

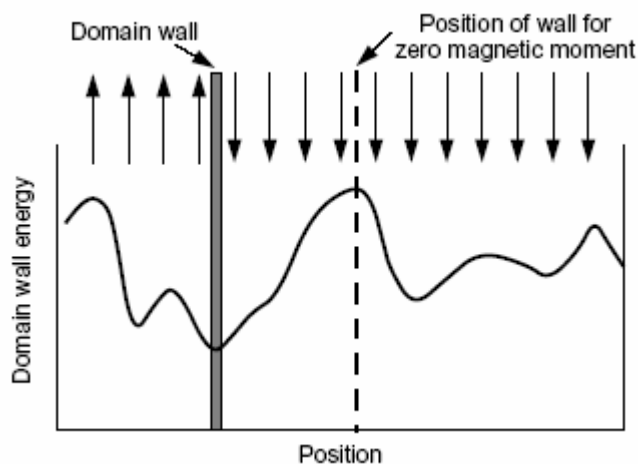


Рис. 3.6. Зависимость энергии доменной границы (стенки) от ее положения в частице. Сплошная кривая схематично представляет энергию стенки; стрелки показывают направление $\mathbf{j}_s$ внутри доменов; сами стенки показаны "залитой" полоской; положение стенки, при котором $J = 0$, показано штриховой линией. Из Stacey и Banerjee (1974).

Магнитная релаксация и суперпарамагнетизм

Выше мы рассмотрели влияние магнитного поля на вращение $\mathbf{j}_s$ в ОДНОДОМЕННЫХ частицах. Тепловая активация также может приводить к самопроизвольному вращению $\mathbf{j}_s$ (преодоление вращательных энергетических барьеров). Магнитная релаксация, в результате которой остаточная намагниченность ансамбля однодоменных частиц разрушается со временем, является наиболее прямым эффектом тепловой активации. Эта релаксация схематично иллюстрирована на рис. 3.7а.

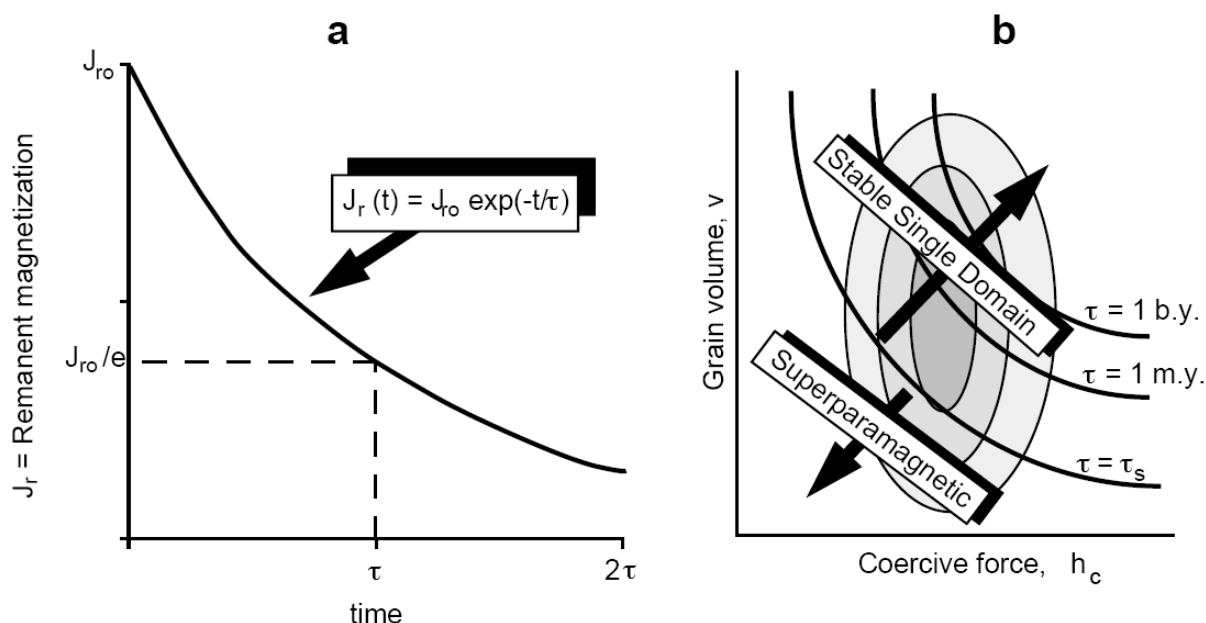


Рис. 3.7. (а) Магнитная релаксация в ансамбле однодоменных ферромагнитных зерен. Начальная намагниченность J_{r0} уменьшается до J_{r0}/e за время τ **(б)** Изолинии времен

релаксации однодоменных зерен на диаграмме: объем однодоменности зерна v , как функция его микрокоэрцитивной силы h_c . Линии равного τ – линии равного произведения $v \cdot h_c$; зерна с малым τ занимают область внизу слева; зерна с большими τ занимают область вверху справа; суперпарамагнитные частицы с $\tau < \tau_s$ занимают область внизу слева от линии $\tau = \tau_s$; стабильные однодоменные зерна с $\tau > \tau_s$ занимают область справа от линии $\tau = \tau_s$; заштрихованный контурный участок демонстрирует схематически "заселенность" диаграммы однодоменными частицами.

Экспоненциальный спад остаточной намагниченности $J_r(t)$, после удаления поля может быть описан

$$J_r(t) = J_{r0} \exp(-t/\tau), \quad (3.13)$$

где J_r – начальная остаточная намагниченность, t = время (сек), τ = характерное время (сек) релаксации, по прошествии которого $J_r = J_{r0}/e$.

Магнитная релаксация была изучена Луи Неелем, он показал, что характерное время релаксации дается:

$$\tau = \frac{1}{C} \exp\left(\frac{v h_c j_s}{2kT}\right), \quad (3.14)$$

где C = частотный фактор $\approx 10^8 \text{ c}^{-1}$, v = объем однодоменного зерна, h_c = микрокоэрцитивная сила однодоменного зерна, j_s = намагниченность насыщения ферромагнитного материала, kT = тепловая энергия

В уравнении (3.14), произведение $v j_s h_c$ – высота энергетического барьера по отношению к вращению j_s , называемая энергией блокирования. Но тепловая энергия (kT) может вызывать колебания j_s . Так что время релаксации определяется отношением энергии блокирования к тепловой энергии.

Времена релаксации разных частиц могут различаться по величине на много порядков. Однодоменные частицы с малыми временами релаксации называются суперпарамагнитными. Суперпарамагнитное зерно – частица ферромагнетика с большой собственной намагниченностью, но остаточная намагниченность в ансамбле таких частиц очень непостоянна; она спадает до нуля очень скоро после удаления намагничивающего поля (практически, как и в парамагнитных материалах, где подобный "спад" происходит мгновенно).

Из уравнения (3.14) ясно, что время релаксации для однодоменной частицы данного материала при постоянной температуре зависит от объема зерна v и микрокоэрцитивной силы h_c . Удобно представить распределения зёрен на диаграмме "объем-коэрцитивная сила", как показано на рисунке 3.7b. Зёрна с малым произведением (vh_c) занимают левую нижнюю часть диаграммы и имеют малые времена релаксации. Зёрна с большим произведением (vh_c) занимают ее правую верхнюю часть и имеют большие времена релаксации. Линии равного τ на плоскости $v-h_c$ – гиперболы равного произведения vh_c . Эти диаграммы оказываются полезными для понимания образования нескольких видов естественной остаточной намагниченности и в понимании размагничивания температурой.

По определению, суперпарамагнитные зёрна это – зёрна, в ансамбле которых остаточная намагниченность "спадает" быстро. Подходящее для целей лабораторных экспериментов критическое время релаксации, τ_s , может быть принято как 100 с. Можно определить размер и форму однодоменной частицы с $\tau < \tau_s$. Этот размер зерна известен как суперпарамагнитный порог (d_s). В 20°C (= 293°K) d_s для зерна гематита и для изометрического зерна магнетита равен приблизительно 0,05 мкм. Для удлиненной однодоменной частицы магнетита (с h_c , управляемым анизотропией формы), размер и форма зерна с $\tau = 100$ с показаны на рис. 3.2. Например, зерно магнетита с отношением *толщина/длина* = 0,2 и длиной 0,04 мкм имеет $\tau = 100$ с и (по определению, $\tau_s = 100$ с) находится на суперпарамагнитном пороге.

Для эффективной палеомагнитной регистрации породы (их ферромагнетик) должны иметь времена релаксации порядка геологического времени. Т. е., это должно бы быть время $\tau_s = 4.5 \cdot 10^9$ лет. Зависимость размеров и формы удлиненных частиц магнетита с этим временем релаксации также показаны на рис. 3.2. Оказывается, что ансамбли однодоменных частиц с $d_s < d < d_0$ расположены в пределах устойчивого однодоменного диапазона размеров зерна. Эти зёрна имеют "необходимые" однодоменные свойства (большие J_r/J_s и h_c), и их времена релаксации также достаточно велики. Диапазон размеров стабильных однодоменных частиц для магнетита (рис. 3.2) чрезвычайно узок для изометрических частиц, но существенно шире для удлиненных зёрен.

Для гематита, диапазон размеров стабильных однодоменных зерен велик, простираясь от $d_s = 0,05$ мкм до $d_0 = 15$ мкм. Так что большой процент зёрен гематита будет стабилен. В большинстве горных пород существенный процент ферромагнитных зёрен будет попадать в пределы стабильного однодоменного размера зерна. Эти зёрна – высокоэффективные носители палеомагнетизма. Мы увидим, как много в палеомагнетизме зависит от магнитной стабильности однодоменных зёрен.

Блокирующие температуры

Время релаксации сильно зависит от температуры. Несколько параметров (помимо собственно температуры) стоят под знаком экспоненты в уравнении (3.14). Температурные зависимости j_s (которая спадает до нуля при температуре Кюри T_c) показаны для магнетита и гематита на рис. 2.3. Коэрцитивная сила также зависит от температуры. Коэрцитивная сила h_c , обусловленная анизотропией формы, пропорциональна j_s , в то время, как коэрцитивная сила, обусловленная магнитокристаллической анизотропией, пропорциональна j_s^n с $n > 3$.

Времена релаксации для удлиненного однодоменного зерна магнетита с длиной 0,1 мкм и шириной 0,02 мкм представлены на рис. 3.8 в полулогарифмическом масштабе. Время релаксации при 575°C меньше, чем 1 микросекунда, но превышает возраст Земли при 510°C! Если мы выбираем $\tau_s = 100$ с как критическое время релаксации, то поведение однодоменного зерна изменяется от суперпарамагнитного к устойчивому при 550°C. Температура, при которой этот переход происходит, называется блокирующей температурой (T_{bl}). В интервале температур между T_c и T_{bl} зерна представляют собой ферромагнетик, но остаточная намагниченность ансамбля таких частиц спадает очень быстро. Ниже блокирующей температуры время релаксации τ , достигнув τ_s , быстро увеличивается в ходе дальнейшего охлаждения. Остаточная намагниченность, сформированная при охлаждении от T_{bl} , уже устойчива (особенно если температура продолжает уменьшаться).

Величина блокирующей температуры, по определению, зависит от выбора критического времени релаксации. Если бы мы выбрали 10^3 лет как более геологически уместное критическое время релаксации, соответствующая блокирующая температура оказалась бы $T_{bl} = 530^\circ\text{C}$ вместо 550°C при использовании $\tau_s = 100$ с. Важно здесь то, что время релаксации очень сильно зависит от температуры: однодоменное зерно, которое имеет $\tau > 10^9$ лет при 20°C , может стать суперпарамагнитным при более высокой температуре.

Для горных пород характерно распределение ферромагнитных зерен по размерам и форме, что приводит к распределению T_{bl} между T_c и температурами земной поверхности. Сильная зависимость времени релаксации от температуры и переход в поведении от суперпарамагнитного выше T_{bl} к устойчивому однодоменному ниже T_{bl} являются критически важным фактом для понимания процесса термоостаточного намагничивания.

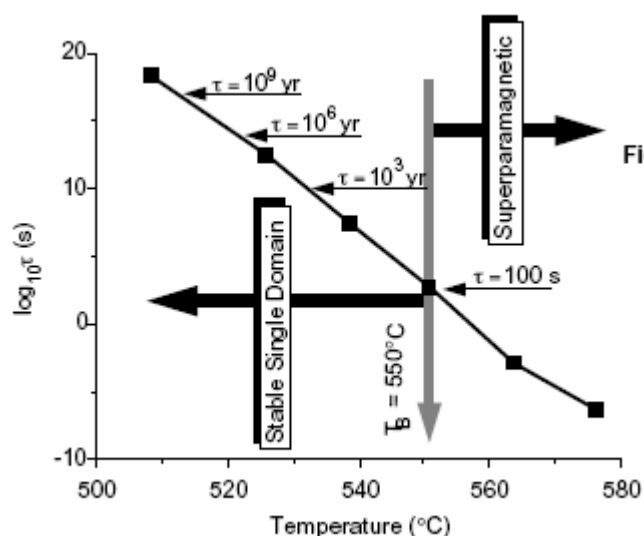


Fig Рис. 3.8. Полулогарифмический график зависимости времени релаксации τ однодоменного зерна магнетита от температуры. Характеристические значения времен релаксации помечены; блокирующие температуры ($T_{\text{бл}}$) указаны пунктирной стрелкой; однодоменное зерно суперпарамагнитно ($\tau < \tau_s = 100$ с) при $T > T_{\text{бл}} = 550^\circ\text{C}$ и "устойчиво" ($\tau > \tau_s = 100$ с) при $T < T_{\text{бл}}$.

ЕСТЕСТВЕННАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (NRM)

Намагниченность горных пород *in situ* является векторной суммой двух компонент:

$$J = J_i + J_r, \quad (3.15)$$

где J_i — индуктивная намагниченность и J_r — естественная остаточная намагниченность. Результирующая восприимчивость определяется вкладами всех минералов, но в основном — ферромагнитными минералами. Присутствие местного геомагнитного поля H вызывает индуктивную намагниченность:

$$J_i = \kappa H. \quad (3.16)$$

Эта индуктивная намагниченность обычно параллельна местному геомагнитному полю и может быть доминирующей компонентой во многих типах горных пород. Однако, приобретение индуктивной намагниченности — обратимый процесс без памяти о прошлых магнитных полях. Только остаточная намагниченность обеспечивает существование палеомагнетизма.

Естественная остаточная намагниченность (*NRM*) — остаточная намагниченность, существующая в образце горной породы до его лабораторного изучения. *NRM* зависит от геомагнитного поля и геологических процессов во время формирования горной породы и в течение ее последующей геологической истории. *NRM* обычно состоит больше чем из одной компоненты. Компонента *NRM*, приобретенная в ходе формирования горной породы, называется первичной *NRM*; именно ее пытаются обычно выделить при палеомагнитных исследованиях. Однако вторичные компоненты *NRM* могут быть приобретены породой после завершения формирования и тем самым изменить или замаскировать первичную *NRM*. В полной *NRM* вторичные компоненты *NRM* складываются векторно с первичной компонентой:

$$NRM = \text{первичная } NRM + \text{вторичная } NRM. \quad (3.17)$$

Три основных формы первичной *NRM*: (1) термоостаточная намагниченность, приобретенная в процессе охлаждения от высокой температуры; (2) химическая остаточная намагниченность, сформированная ростом ферромагнитных зёрен ниже температуры Кюри; и (3) ориентационная остаточная намагниченность, приобретенная при образовании осадочных горных пород — накоплении обломочного материала ферромагнитных минералов.

Вторичная *NRM* может быть следствием: химических изменений, происходящих в ферромагнитных минералах; ударов молнии; долгосрочного воздействия геомагнитного поля, отличного от поля, действовавшего во время формирования породы. Процессы приобретения вторичной *NRM* должны быть исследованы, чтобы понять: (1) сосуществование первичной и вторичной *NRM* в одной и той же горной породе; (2) как многочисленные компоненты *NRM* могут быть распознаны; и (3) как и какие процедуры парциального (частичного) размагничивания породы могут разрушать (стирать) преимущественно вторичную *NRM*, приводя к выделению первичной *NRM*.

Понимание физики и химии приобретения *NRM* – предпосылка к пониманию природы первичной *NRM* и разработке палеомагнитных методов для ее исследования.

ТЕРМООСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (*TRM*)

Термоостаточная намагниченность (*TRM*) это – *NRM*, образовавшаяся в процессе охлаждения от температуры не ниже точки Кюри (T_c) в присутствии магнитного поля. *TRM* – вид остаточного магнетизма, приобретенного большинством изверженных горных пород. Из предыдущего раздела ясно, что магнитные моменты ферромагнитных частиц будут устойчивы во времени ниже своих блокирующих температур T_{bl} , которые распределены в интервале ниже температуры Кюри. Когда температура уменьшается до T_{bl} какого-то однодоменного зерна, оно испытывает резкое увеличение времени релаксации τ и переходит из суперпарамагнитного в однодоменное состояние. При этом под действием магнитного поля за счет блокирования и образуется *TRM*.

Важной стороной термонамагничивания является то, что уже малое магнитное поле (например, геомагнитное поле) действуя при повышенной температуре, может в процессе охлаждения вызывать перераспределение магнитных моментов ферромагнитных частиц, создавая тем самым остаточную намагниченность. При температурах дневной поверхности эта остаточная намагниченность может быть стабильной в течение геологического времени и устойчивой к воздействиям магнитных полей после первоначального охлаждения.

Теоретическая модель

Рассмотрим теоретические аспекты приобретения *TRM*. Главные соображения по существу этого процесса в ансамбле однодоменных частиц высказаны французским физиком Луи Неелем (модель Нееля).

В этой модели, изображенной схематично на рис. 3.9, рассматривается ансамбль одинаковых однодоменных зёрен. Постулируется, что ансамбль обладает одноосной магнитной анизотропией, что означает, что магнитные моменты частиц могут выравниваться только вдоль некоторой произвольной оси, хотя в любом (из двух) направлений; выше T_{bl} они быстро "перематничиваются" между этими двумя антипараллельными направлениями. Можно фактически создать такой ансамбль из удлинённых однодоменных частиц магнетита, рассеянных в диамагнитной матрице так, что длинные оси всех их совершенно параллельны.

Теперь рассмотрим действие магнитного поля, приложенного к ансамблю вдоль указанной оси анизотропии (вдоль осей зёрен). Энергия взаимодействия между приложенным магнитным полем $\mathbf{H}$ и магнитным моментом $\mathbf{m}$ каждого однодоменного зерна (Уравнение (1.4)):

$$E = -\mathbf{m} \mathbf{H} \quad (3.18)$$

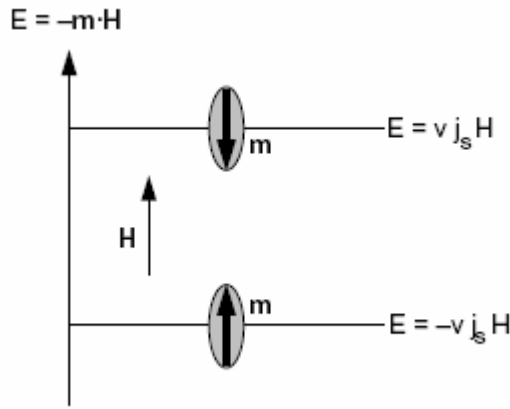


Рис. 3.9. Механизм образования *TRM*. Ансамбль однодоменных ферромагнитных зёрен имеет одноосную анизотропию, поэтому магнитные моменты **m** зёрен параллельны или антипараллельны приложенному магнитному полю **H**; энергии взаимодействия E_H магнитных моментов зёрен с приложенным полем показаны для параллельных и антипараллельных состояний; v – объем зерна; j_s – намагниченность насыщения ферромагнитного материала.

Рис. 3.9 показывает две возможных ориентации магнитных моментов однодоменной частицы и соответствующие энергии взаимодействия. Для зёрен с **m**, параллельным **H**:

$$E = -mH = -v j_s H \quad (3.19)$$

где v – объем частицы, и j_s – намагниченность насыщения. Для зёрен с **m**, антипараллельным **H**:

$$E = mH = v j_s H \quad (3.20)$$

Различие энергий между этими двумя состояниями приводит к "предпочтению" занимать состояние с **m**, параллельным **H**. Однако этому выравниванию противостоит хаотизирующее влияние теплового движения, которое в отсутствие намагничивающего поля уравнивает заселенность обоих состояний, отчего намагниченность равна нулю.

Выше блокирующей температуры магнитные моменты этих однодоменных зёрен быстро скачут между параллельным и антипараллельным направлениями. Однако за счет выравнивающего действия магнитного поля, магнитные моменты частиц будут "проводить" несколько большее время в состоянии параллельно полю, чем в антипараллельном состоянии. Суммарно в ансамбле большее количество зёрен будет в параллельном состоянии, чем в антипараллельном. Итогом станет преобладание в ансамбле магнитных моментов, параллельных приложенному магнитному полю.

Все определяется степенью выравнивания при блокирующей температуре. Если бы магнитное поле было выключено при $T > T_{\text{бл}}$, заселенность обоих устойчивых состояний быстро уравнилась и не осталось бы никакой намагниченности.

При $T_{\text{бл}}$ или выше $T_{\text{бл}}$ степень выравнивания зависит от отношения энергии выравнивания к тепловой энергии. При $T_{\text{бл}}$ это отношение дается

$$\left(\frac{v j_s [T_B] H}{k T_B} \right) = b \quad (3.21)$$

Согласно статистической термодинамике, относительная больцмановская вероятность P_+ того, что частицы находятся в состоянии с **m**, параллельным **H**, дается:

$$P_+ = \left(\frac{\exp[b]}{\exp[b] + \exp[-b]} \right) \quad (3.22)$$

Относительная вероятность P_- того, что частицы находятся в антипараллельном состоянии, дается:

$$P_- = \left(\frac{\exp[-b]}{\exp[b] + \exp[-b]} \right) \quad (3.23)$$

Дисбаланс магнитных моментов (степень выравнивания) по отношению к направлению $\mathbf{H}$ тогда равен:

$$P_+ - P_- = \left(\frac{\exp[b] - \exp[-b]}{\exp[b] + \exp[-b]} \right) = \tanh(b) \quad (3.24)$$

Этот дисбаланс магнитных моментов и будет заморожен (заблокирован), когда температура ансамбля станет ниже $T_{\text{бл}}$.

При блокирующей температуре термоостаточная намагниченность будет

$$\text{TRM}(T_B) = [N(T_B) m(T_B)] [P_+ - P_-] \quad (3.25)$$

где $N(T_{\text{бл}})$ – число однодоменных частиц с блокирующей температурой $T_{\text{бл}}$ в единице объема, и $m(T_{\text{бл}})$ – магнитный момент частицы. Из равенства: $m(T_{\text{бл}}) = v j_s(T_{\text{бл}})$ и уравнения (3.24) для $P_+ - P_-$ получаем полное выражение для TRM при блокирующей температуре:

$$\text{TRM}(T_B) = N(T_B) v j_s(T_B) \tanh\left(\frac{v j_s[T_B] H}{k T_B}\right) \quad (3.26)$$

Чтобы подчеркнуть, что степень выравнивания невелика, рассмотрим ожидаемую степень выравнивания магнитных моментов для ансамбля однодоменных зёрен магнетита с блокирующими температурами 550°C ($= 823\text{K}$). Член с гиперболическим тангенсом в уравнении (3.26) указывает степень выравнивания. Примем следующие значения физических параметров: v – объем однодоменной частицы; $T_{\text{бл}}$ – блокирующая температура ($= 823\text{K}$); H – намагничивающее поле (мы будем использовать 1 Э); и $j_s(T_{\text{бл}})$ – намагниченность насыщения при $T_{\text{бл}}$. Чтобы проиллюстрировать изменения времени релаксации с температурой (рис. 3.8), мы уже рассмотрели однодоменные частицы магнетита с $T_{\text{бл}} = 550^\circ\text{C}$. Объем таких частиц (из 4.3.) составляет 10^{-17} см^3 и j_s при $550^\circ\text{C} = 140 \text{ Гс}$. Аргумент гиперболического тангенса в уравнении (3.26) становится:

$$\left(\frac{v j_s[T_B] H}{k T_B} \right) = 5.3 \times 10^{-2} \quad (3.27)$$

Для таких маленьких аргументов $\tanh x \approx x$, так что степень выравнивания $= 0,053$. Это – действительно маленький дисбаланс: только на крошечную долю магнитных моментов сориентировано *по* магнитному полю больше, чем *против* него.

В нашем предположении о довольно "точной" блокирующей температуре (узком интервале температур), никаких изменений ориентаций магнитных моментов в течение последующего охлаждения породы до температуры дневной поверхности (приблизительно 20°C) не происходит. Единственная характеристика, которая изменяется в процессе охлаждения от $T_{\text{бл}}$ до 20°C , – намагниченность насыщения ферромагнитного материала. Таким образом, итоговая TRM при 20°C дается выражением:

$$\text{TRM}(20^\circ\text{C}) = N(T_B) v j_s(20^\circ\text{C}) \tanh\left(\frac{v j_s[T_B] H}{k T_B}\right) \quad (3.28)$$

Отметим, что член с гиперболическим тангенсом в этом уравнении для TRM не изменяется после охлаждения от $T_{\text{бл}}$ до 20°C , потому что этот член есть фактор $(P_+ - P_-)$ при $T_{\text{бл}}$, который не будет изменяться в ходе последующего охлаждения. Как показано выше, время релаксации τ продолжает быстро увеличиваться в ходе охлаждения ниже $T_{\text{бл}}$. Окончательная TRM может иметь время релаксации, превышающее геологическое время, и быть, таким образом, устойчивой против временного спада.

Эта простая модель иллюстрирует существенные особенности TRM . Она показывает, как малое поле намагничивания может "создать" TRM при охлаждении ниже блокирующей температуры и как эта TRM может сохраняться в течение геологического времени.

Обобщение модели

Есть несколько проблем в вышеупомянутой модели. Наиболее серьезное предположение – то, что ансамбль однодоменных частиц имеет одноосную анизотропию. Это предположение обеспечивает полезные упрощения в математическом описании, но конечно это – не очень реалистично. В горной породе мы сталкиваемся с ансамблем ферромагнитных частиц с по существу случайным (изотропным) распределением осей легкого намагничивания.

Случайное распределением легких осей можно учесть, записав энергию выравнивания момента отдельной частицы в виде:

$$E = \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} = mH \cos \theta, \quad (3.29)$$

где θ – угол между осью легкого намагничивания и $\mathbf{H}$. Интегрирование по изотропному распределению зёрен дает для *TRM* выражение, немного более сложное, чем уравнение (3.28). Однако физическая сущность та же самая.

Для ансамбля однодоменных частиц со случайным распределением легких осей результирующая среда изотропна по отношению к процессу приобретения *TRM*. Это означает, что *TRM* будет параллельна полю намагничивания времени охлаждения. Изверженные горные породы с существенной анизотропией редки (хотя и не невозможны) и естественно, что *TRM* большинства изверженных горных пород верно записала направления магнитного поля момента своего охлаждения.

Только что представленная модель также предполагает, что все однодоменные зёрна идентичны и обладают одной и той же блокирующей температурой. В реальных горных породах частицы ферромагнитной фазы распределены по размеру и форме и, следовательно, имеют распределение $T_{\text{бл}}$. При распределенных блокирующих температурах приобретение *TRM* может быть визуализировано с помощью v - h_c -диаграммы, рис. 3.10. Чуть ниже температуры Кюри микрокоэрцитивная сила h_c очень мала и все зёрна суперпарамагнитны (рис. 3.10a). В процессе охлаждения h_c всех зёрен увеличиваются и распределение зёрен "мигрирует" к более высоким h_c (рисунок 3.10b). При соответствующих температурах блокирования зёрна переходят через линию $\tau = \tau_s$, их состояние изменяется от суперпарамагнитного к стабильному однодоменному, отчего и образуется *TRM*.

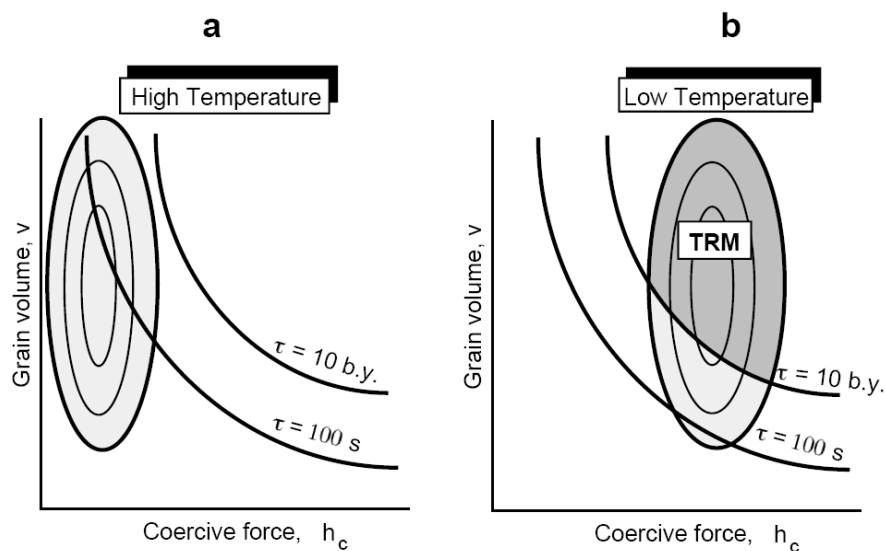


Рис 3.10. Смещение состояния однодоменного ансамбля частиц в сторону более высоких h_c при охлаждении от высокой температуры (**a**) к низкой температуре (**b**). Схематично показаны линии $\tau = 100$ с и $\tau = 10$ млн. лет; однодоменные зёрна из темной заштрихованной области (**b**) "пережили" блокирование их магнитного момента в течение охлаждения и обеспечивают приобретение *TRM*

Реальное распределение $T_{\text{бл}}$ зависит от распределения размеров и формы частиц в горной породе и может быть измерено в ходе температурного размагничивания. Этот процесс стирает остаточную намагниченность во всей зёрнах, $T_{\text{бл}}$ которых ниже максимальной температуры лабораторного нагрева. С помощью этой процедуры можно определить часть *TRM*, которая блокирована в том или ином интервале блокирующих температур. Типичный пример приведен на рис. 3.11.

Изверженные горные породы со стабильной *TRM* обычно имеют $T_{\text{бл}}$ в пределах от 100°C ниже температуры Кюри. Горные породы, в которых большую часть остаточной намагниченности несут зёрна с $T_{\text{бл}}$, распределенными существенно ниже T_c , вероятней всего будут иметь сложную, многокомпонентную намагниченность. Эти вопросы будут рассмотрены ниже.

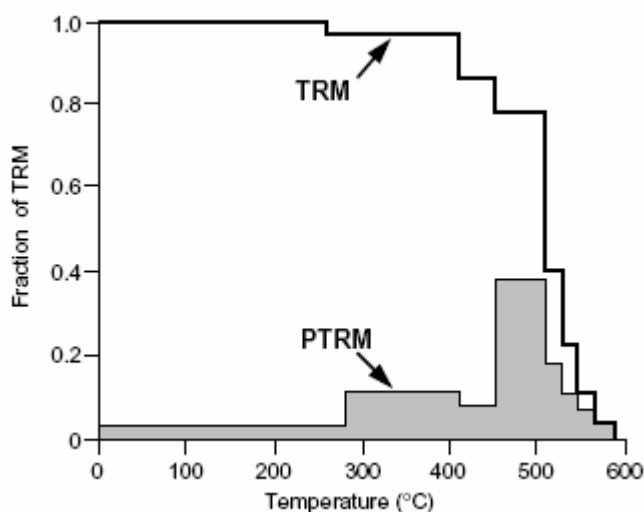


Рис. 3.11 Распределение блокирующих температур в образце базальта из эоцена. Сплошная линия (*TRM*), указывает величину *TRM*, остающейся после заданного повышения верхней температуры (~75 % исходной *TRM* имеет температуры $T_{\text{бл}}$ между 500°C и 580°C); пунктирный столбик, отмеченный как *PTRM*, показывает величину *TRM* в пределах соответствующих интервалов температур блокирования (например, ~40 % оригинала *TRM* имеет температуры блокирования между 450°C и 510°C).

PTRM

Полная *TRM* может быть подразделена на части, приобретенные в различных температурных интервалах. Например, *TRM* изверженной породы, содержащей в основном магнетит, может быть разбита на части, приобретенные в интервалах (окнах) блокирующих температур от $T_c = 580^\circ\text{C}$ до 20°C . Часть *TRM*, блокированная в любом заданном окне T_B , называется “парциальная *TRM*”; часто применяют сокращение *PTRM*. Каждая *PTRM* — векторная величина, и *TRM* — векторная сумма *PTRM*, образованных во всех окнах блокирующих температур:

$$\mathbf{TRM} = \sum_n \mathbf{PTRM}(T_{Bn}) \quad (3.30)$$

Каждая *PTRM* зависит только от магнитного поля, действовавшего в течение охлаждения через соответствующий интервал $T_{\text{бл}}$, и не зависит от магнитного поля, приложенного в течение охлаждения через более низкотемпературные интервалы. Это — закон аддитивности *PTRM*.

Как пример аддитивности **PTRM**, снова рассмотрим магнетитсодержащую изверженную горную породу (с магнетитом как доминирующим ферромагнитным минералом). Пусть это – горная порода с **TRM**, которая есть векторная сумма всех **PTRM** с $T_{\text{бл}}$, распределенными от T_c до комнатной температуры. Если магнитное поле было постоянным в течение исходного охлаждения, все **PTRM** одинаковы по направлению. Теперь предположим, что эта горная порода впоследствии повторно прогрета в течение хотя бы даже короткого времени до температуры T_r , промежуточной между комнатной температурой и температурой Кюри, и затем охлаждена в другом (по направлению) поле намагничивания. Все **PTRM** с $T_{\text{бл}} < T_r$ будут нести запись направления нового магнитного поля. Однако, если пренебречь температурно-временными эффектами, которые будут рассмотрены позже, то все **PTRM** с $T_{\text{бл}} > T_r$ сохранят запись поля начального **TRM**-намагничивания. Эта способность снимать компоненты намагниченности, обусловленные зёрнами с низкими $T_{\text{бл}}$, оставляя незатронутыми **PTRM** зёрен с более высокими $T_{\text{бл}}$, есть фундаментальный элемент процедуры терморазмагничивания.

Роль размеров частиц

Возможно, наиболее серьезное упрощение в вышеупомянутой модели приобретения **TRM** – то, что она рассматривает только однодоменные зёрна. Учитывая ограниченный диапазон размеров частиц и распределений по форме, допускающих существование стабильных однодоменных зёрен магнетита или титаномагнетита, необходимо признать, что в типичной изверженной горной породе однодоменным окажется только маленький процент всех зёрен. Большинство зерен будет или псевдооднодоменными (*PSD*) или многодоменными (*MD*). Тогда возникает вопрос относительно того, могут ли *PSD* и *MD* зёрна приобретать **TRM**.

Рис. 3.12 показывает зависимость от размера частицы величины **TRM**, приобретенной магнетитом в поле намагничивания 1 Э (0,1 мТл). Заметим, что график на рис. 3.12 изображен в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что эффективность приобретения **TRM** сильно понижается в *PSD* диапазоне размера зерен от 1 мкм до приблизительно 10 мкм. Однако *PSD* зёрна приобретают **TRM**, которая может быть устойчива против временного спада во и против размагничивания последующими магнитными полями. Физика *PSD* зёрен гораздо более сложна, чем для однодоменных зёрен и пока еще полностью не понята. Однако, основная идея относительно приобретения **TRM**, состоящая в подвороте направлений магнитных моментов *PSD* зёрен при блокирующей температуре применима также и к этим неоднородно намагниченным зёрнам.

Зёрна с $d > 10$ мкм приобретают **TRM** неэффективно. Кроме того, **TRM** этих больших зёрен в общем случае спадает со временем довольно быстро, и эти зёрна склонны к приобретению вязкой намагниченности (см. ниже). Однодоменные и *PSD* зёрна – эффективный носитель **TRM**, в то время как более крупные многодоменные зёрна, вероятно, будут нести компоненту намагниченности, приобретенную намного позже первоначального охлаждения.

Отмечено, что в изверженных горных породах распределение ферромагнитных зёрен по размеру обычно нормально-логарифмическое. Гистограмма числа частиц относительно логарифма размера частицы хорошо аппроксимируется Гауссовской (колоколообразной) кривой. Быстро охлажденные вулканические горные породы обычно имеют распределения по размеру с пиком в $d < 10$ мкм, с главной частью распределения в пределах однодоменного (*SD*) и *PSD* диапазонов. Кроме того, вторичное окисление вулканических горных пород часто приводит к образованию зёрен, меньших, чем размеры *FeTi*-окисных зёрен, которые кристаллизуются из их извергаемого расплава. Таким образом, вулканические горные породы обычно имеют довольно большую и стабильную **TRM**. Типичная величина **TRM** базальтовой лавы – 10^{-3} Гс (1 А/м). В общем случае, в вулканических горных породах в пределах многодоменного диапазона лежит

меньший процент распределения зерен по размеру, чем в интрузивных изверженных горных породах. Это означает, что вторичные компоненты намагниченности, обусловленные многодоменными зёрнами, в вулканических горных породах меньше.

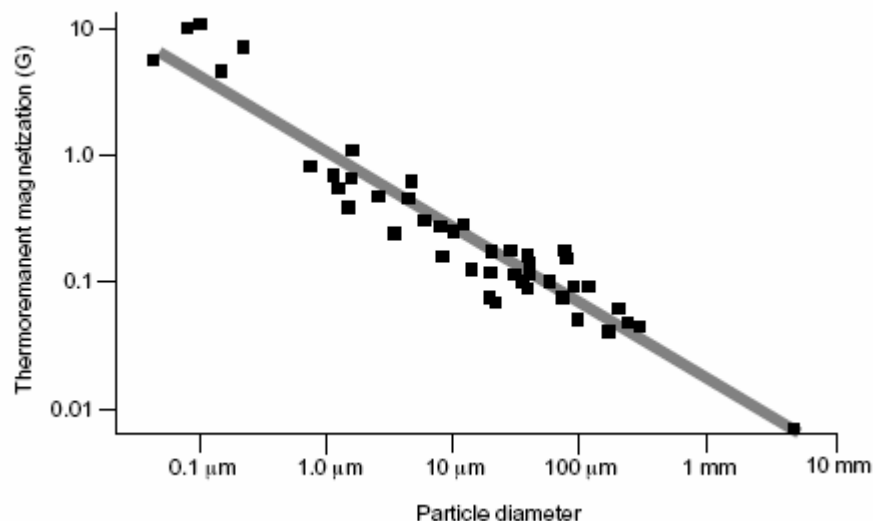


Рис. 3.12. Зависимость величины *TRM* от диаметра частицы магнетита. Частицы магнетита были рассеяны в матрице; величина *TRM* рассчитана на единицу объём магнетита, чтобы позволить сравнить между собой результаты эксперимента при разных концентрациях рассеянного магнетита; поле намагничивания было 1 Э. (Из Dunlop'a.)

Однако для интрузивных магматических горных пород преобладает противоположная ситуация. Пик распределения зерен по размеру расположен в области больших размеров; большинство зёрен многодоменны и только небольшой процент – однодоменны или псевдооднодоменны. Соответственно, величина стабильной компоненты *TRM* (если таковая существует вообще) меньше, по сравнению с эффузивными горными породами. Что более важно, вторичные компоненты намагниченности, которую несут многодоменные зёрна, могут доминировать в намагниченности. Удаление этой "шумовой" компоненты с целью выделить основную устойчивую *TRM*-компоненту может составить большую проблему.

Мафические интрузивные горные породы с большей вероятностью сохраняют первичную *TRM*, чем фельзические. Мафиты имеют более высокое содержание *Fe* и *Ti*, так что, в итоге, зёрна титаномагнетита промежуточного состава часто подвергается распаду (*exsolution*) при охлаждении. Такие распавшиеся зёрна гораздо лучше способны нести стабильную *TRM*, чем зерна гомогенного состава. Кроме того, многие интрузивные горные породы, содержащие стабильную компоненту *TRM*, как оказалось, содержат однодоменные зёрна магнетита, включенные в кристаллы плагиоклаза или в другие силикатные зёрна (рис. 2.11a). Из этого обсуждения ясно, что вулканические горные породы более предпочтительны для палеомагнитных исследований, чем интрузивные горные породы.

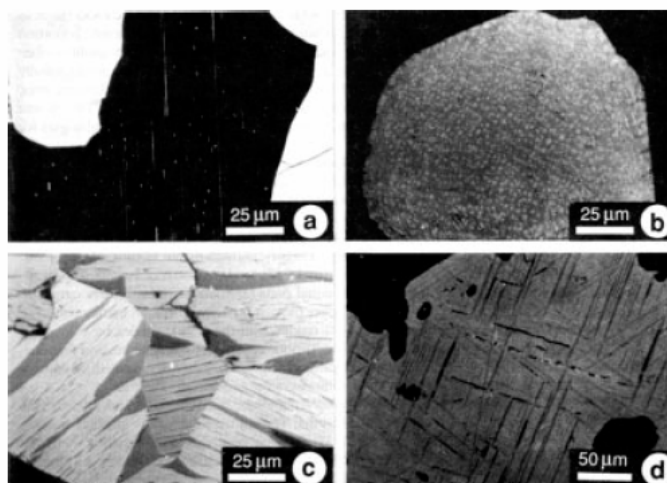


Рис. 2.11. Микрофотографии *FeTi*-окисных минералов. **(а)** Оптическая микрофотография выпавшего титаномagnetитового зерна, имеющего форму прута (маленькая белая частица), – внутри кристалла плагиоклаза. **(б)** Оптическая микрофотография выпадения частиц магнетита (белых) внутри ульвошпинели (серой). **(с)** Оптическая микрофотография богатого титаном титаногематита (темно-серые линзы) внутри светло-серого богатого железом титаногематита. **(д)** Оптическая микрофотография ламели ильменита внутри частицы титаномagnetита; обратите внимание на симметрию плоскостей ильменита, параллельных (111)-плоскостям титаномagnetитового хозяина. Микрофотографии, любезно предоставленные S. Haggerty.

ХИМИЧЕСКАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (*CRM*)

Химические изменения, которые формируют ферромагнитные минералы ниже их блокирующих температур в намагничивающем поле, приводят к приобретению химической остаточной намагниченности (*CRM*). Химические реакции, порождающие ферромагнитные минералы, включают: (а) превращение существовавшего ранее минерала (возможно, тоже ферромагнетика) в ферромагнитный минерал или (б) выпадение ферромагнитного минерала из раствора. Хотя и существуют исключения, *CRM* особенно часто встречается в осадочных горных породах. В этом разделе рассмотрена модель приобретения *CRM*, которая объясняет основные свойства этого типа *NRM*.

Модель образования *CRM*

Как и при изложении модели термоостаточной намагниченности (*TRM*), мы начнем с уравнения (3.14), задающего время релаксации τ ансамбля одинаковых однодоменных частиц:

$$\tau = \left(\frac{1}{C} \right) \exp \left(\frac{v h_c j_s}{2kT} \right) . \quad (3.14)$$

При образовании *TRM* объем (v) однодоменных частиц постоянен, но τ увеличивается по ходу охлаждения, потому что h_c и j_s увеличиваются с уменьшением T . В ходе формирования химической остаточной намагниченности температура постоянна (обычно это температура дневной поверхности). Соответственно, j_s и h_c приблизительно постоянны. В процессе химического формирования ферромагнитного минерала, зерна растут с нулевого начального объема. Зерна с малыми объемами имеют малые времена релаксации и являются суперпарамагнитными. Это изображено на рис. 3.13а,

где SD зерна сосредоточены в v - h_c -пространстве возле абсциссы. По мере роста ферромагнитных зерен объем каждого отдельного зерна увеличивается, и область распределения зерен в v - h_c -пространстве "расширяется" и удаляется от абсциссы (рис. 3.13b). С ростом зерна его время релаксации резко возрастает и оно переходит из суперпарамагнитного состояния в устойчивое однодоменное состояние. Объем зерна, при котором этот переход происходит, называется *объемом блокирования* (блокирующий объем). По мере того, как зерна в ансамбле достигают блокирующего объема, состояние выравнивания их магнитных моментов замораживается в направлении приложенного магнитного поля – подобно тому, как при образовании *TRM*. Длительный рост зерен после блокирования *CRM* может произвести химическое остаточное намагничивание, устойчивое даже в геологическом масштабе времени.

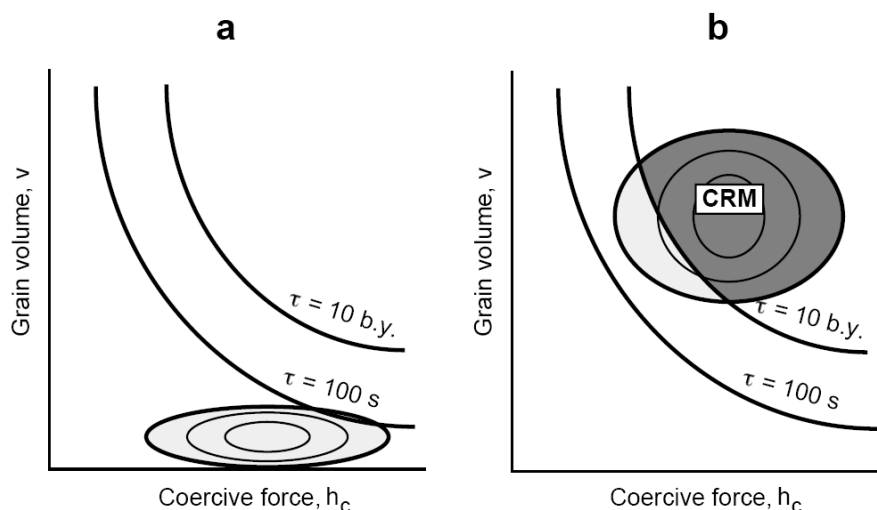


Рис. 3.13. Перемещение ансамбля *SD*-зерен в область возрастающих объемов зерна v между (а) началом химического осаждения и (б) продвинутой стадией образования зерен. Схематически показаны линии $t = 100 \text{ с}$ и $t = 10 \text{ млрд. лет}$; *SD* зерна в темной заливной области на (б) переросли свои объемы блокирования и приобрели *CRM*.

Лабораторные эксперименты на искусственной *CRM* позволили подтвердить справедливость существенных элементов этой модели. Эксперименты по осаждению ферромагнитных минералов из раствора показывают, что *CRM* делает точную запись направления магнитного поля. Изучались также и процессы превращения одного ферромагнитного минерала в другой. Когда превращение сопровождается изменением кристаллической структуры (например, магнетит переходит в гематит) приобретенная *CRM* записывает направление магнитного поля, отвечающего времени изменения, и кажется, никак не зависит от намагниченности существовавшего ранее ферромагнитного минерала. Однако когда изменение происходит без фундаментального изменения кристаллической структуры (например, титаномагнетит переходит в титаномаггемит), результирующая остаточная намагниченность может обуславливаться направлением первоначальной остаточной намагниченности частиц.

Примером естественной *CRM* является постседиментационное формирование гематита, прежде всего в красноцветных отложениях. Типичная величина *CRM* в красной осадочной породе составляет 10^{-5} Гаусс (10^{-2} А/м). Многообразные реакции постседиментационного окисления и реакции обезвоживания играют роль в формировании гематита. Например, гетит (αFeOOH) – гидроокисел, произведенный изменением железонесущих силикатов. Гетит может обезвоживаться до гематита согласно следующей реакции:



и, в результате, образовавшиеся частицы гематита в процессе роста приобретают *CRM*.

Если гематит образован вскоре после осаждения, *CRM* будет записывать направление магнитного поля, по существу одновременного с осаждением, и может считаться первичной намагниченностью. Однако, способ и время приобретения остаточной намагниченности в красноцветах – вопрос спорный. Поскольку красноцветные отложения являются одним из основных источников палеомагнитных данных, изучение процессов химического намагничивания красноцветов (и сопутствующих неопределенностей) необходимо и важно. *CRM* должна считаться вторичной компонентой, если она приобретена намного позже осаждения. Например, диа/аутигенетическое (diagenetic/authigenetic) формирование *Fe*-сульфидов и *MnFe*-окислов в морских отложениях может приводить к формированию *CRM*. Эта *CRM* может быть приобретена через миллионы лет после осаждения и, конечно, является вторичной намагниченностью.

ДЕТРИТОВАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (*DRM*)

Детритовая остаточная намагниченность (*DRM*) образуется в процессе осаждения и литификации осадочных горных пород. В большинстве осадочных пород доминирующий детритовый (обломочный) ферромагнитный минерал – магнетит (или беднотитанистый титаномagnetит). *DRM* очень сложна, потому что много сложных процессов могут быть вовлечены в формирование осадочных горных пород. Имеет место широкое разнообразие "начальных минералогий", и эти исходные минералы часто не находятся в химическом равновесии друг с другом или с окружающей средой осаждения. Постседиментационные физические процессы типа биотурбации могут затрагивать намагниченность. Уплотнение – особенно важный постседиментационный процесс и оно будет темой специального рассмотрения ниже (Глава 8). Химические процессы могут также изменять или уничтожать первоначальные детритовые ферромагнитные минералы и/или приводить к выпадению новых ферромагнитных минералов с сопутствующим воздействием на палеомагнитную запись. Из-за этих сложностей, *DRM* изучена хуже, чем *TRM*, и, соответственно, неопределенностей в представлениях о точности палеомагнитной регистрации в осадочных горных породах больше.

Мы начнем с физического выравнивания, происходящего во время осаждения, и будем называть результирующую остаточную намагниченность ориентационной³ остаточной намагниченностью. Затем мы обсудим физические процессы выравнивания, названные постседиментационным намагничиванием (*pDRM*), которые происходят после осаждения, но перед консолидацией вещества осадка. *pDRM* процессы могут работать в верхних 10–20 см накапливающегося осадка, где содержание воды еще довольно высоко. Комбинация седиментационного и постседиментационного процессов намагничивания и составляет детритовое остаточное намагничивание (*DRM*) в целом.

Седиментационная компонента *DRM* (классическая модель)

Классическая модель приобретения *DRM* рассматривает только выравнивающее влияние магнитного поля на ферромагнитную частицу к моменту времени, когда она сталкивается с поверхностью осадок–вода. Рассмотрим сферическую ферромагнитную частицу с магнитным моментом $\mathbf{m}$, погруженную в жидкость с вязкостью η , на которую действует магнитное поле $\mathbf{H}$. Угол между $\mathbf{m}$ и $\mathbf{H}$ равен θ (рисунок 3.14). Уравнение движения, которое описывает это выравнивание, есть:

$$\Omega \left(\frac{d^2\theta}{dt^2} \right) + \beta \left(\frac{d\theta}{dt} \right) + mH \sin \theta = 0 \quad (3.32)$$

³ В оригинале – детритовой

Первый член описывает инерционное сопротивление угловому ускорению. Ω – момент инерции частицы, даваемый:

$$\Omega = \left(\frac{\pi d^5 \rho}{60} \right) \quad (3.33)$$

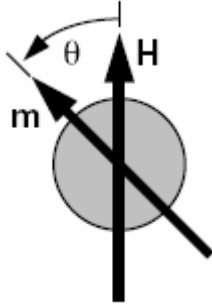


Рис. 3.14 Ферромагнитные частицы осадка в магнитном поле.

$\mathbf{M}$ – магнитный момент ферромагнитной частицы;

$\mathbf{H}$ – магнитное поле;

θ – угол между $\mathbf{m}$ и $\mathbf{H}$; результирующий выравнивающий вращательный момент равен: $\Gamma = \mathbf{m}' \mathbf{H}$.

где ρ – плотность частицы, и d – диаметр частицы. Второй член в уравнении (3.32) описывает вязкое взаимодействие (трение) между частицей и окружающей жидкостью. Это трение препятствует вращению частицы и зависит от скорости вращения с коэффициентом β , задаваемым следующим образом

$$\beta = \pi d^3 \eta \quad (3.34)$$

Последний член в уравнении (3.32) – выравнивающий вращательный момент от магнитного поля.

В осадочных горных породах инерционный член для ферромагнитных частиц в уравнении (3.32) пренебрежимо мал. Это означает, что частица быстро достигает малых величин углов θ , для которых $\sin \theta \approx \theta$. Внесение этих упрощений в уравнение (3.32) приводит к следующему управляющему уравнению:

$$\frac{d\theta}{dt} = - \left(\frac{mH\theta}{\pi d^3 \eta} \right) \quad (3.35)$$

Решение этого уравнения покажет, как угол θ будет уменьшаться от начального значения угла θ_0 . Решение, описывающее этот процесс выравнивания, есть:

$$\theta(t) = \theta_0 \exp\left(\frac{-t}{t_0}\right) \quad (3.36)$$

где

$$t_0 = \left(\frac{\pi d^3 \eta}{mH} \right) \quad (3.37)$$

Так что это – экспоненциальный процесс выравнивания, в котором t_0 является характерным временем выравнивания, в течение которого θ уменьшается от θ_0 до θ_0/e .

Теперь мы переходим, понимая, что магнитный момент сферической частицы равен просто

$$m = \frac{\pi d^3 j}{6} \quad (3.38)$$

где j – собственный магнитный момент частицы на единицу объема. Подставляя это выражение для m назад в уравнение (3.37), получаем характерное время выравнивания t_0 :

$$t_0 = \frac{6\eta}{jH} \quad (3.39)$$

Этот результат показывает, что t_0 не зависит от размера частицы d .

Чтобы получить оценку величины t_0 , подставим следующие величины в уравнение (3.39):

$\eta = 10^{-2}$ пуаз, соответствующая величина для воды;

$H = 0.5$ Э, средняя величина поверхностного геомагнитного поля;

$j = 0.1$ Гаусс

Последняя величина соответствует большой *PSD* частице магнетита, но она намного меньше, чем значение, ожидаемое для маленькой *PSD* частицы или для однодоменной частицы. Однако, даже используя эту "скромную" величину для j , мы находим, что уравнение (3.39) выдает: $t_0 = 1$ с. Модель подразумевает быстрое (и полное) выравнивание моментов ферромагнитных частиц по геомагнитному полю во время осаждения. К сожалению, эта теория опровергается множеством экспериментальных проверок.

Соображения о постседиментационном выравнивании

Лабораторные эксперименты по переосаждению обеспечивают лучшее понимание *DRM*-процессов. В ряде экспериментов, естественные осадки были распущены в воде, затем повторно осаждены при известных лабораторных условиях. Результаты таких экспериментов существенно отличаются от того, что предсказано классической моделью.

В одном из первых опытов лабораторного переосаждения использовались ледниковые голоценовые ленточные глины. Степень выравнивания магнитных моментов (определенная по величинам результирующих *DRM*) оказалась гораздо меньшей, чем подразумевалось классической моделью. Очевидно, некоторый хаотизирующий фактор препятствует реализации предсказываемой степени выравнивания.

Эксперименты по переосаждению были выполнены для полей намагничивания с различными наклонениями. Результаты приведены на рис. 3.15а. Видно, что наклонение I_0 результирующей *DRM* систематически ниже, чем наклонение магнитного поля I_H . Эти наклонения связаны между собой следующим образом:

$$\tan I_0 = f \tan I_H \quad (3.40)$$

Величина f в уравнении (3.40) для переосажденных ледниковых отложений равна 0,4.

Можно дать наглядное и простое объяснение этого наблюдения, исследуя схематическую диаграмму на рис. 3.15b. Вследствие анизотропии формы, магнитный момент удлиненного ферромагнитного зерна направлен вдоль длинной оси частицы. Но гравитационные вращательные моменты заставляют каждую частицу подворачиваться к горизонтальному состоянию. Однако, в естественных осадках, ошибка наклонения обычно бывает меньше, чем ожидаемая по экспериментам переосаждения, и часто вообще отсутствует. Общее заключение – то, что в целом процесс ориентационного намагничивания частью включает в себя и постседиментационное остаточное намагничивание (*pDRM*). Ошибка наклонения более полно будет обсуждена в Главе 8.

Результаты эксперимента, который ясно продемонстрировал существование *pDRM*, показаны на рис. 3.16. Была изготовлена сухая смесь магнетита и кварца, затем она заливалась водой в присутствии магнитного поля и высушивалась. Оказалось, что результирующая *pDRM* записала наклонения приложенного поля точно. Ферромагнитные частицы были способны переориентироваться в богатом водой жидком растворе, что приводит к точной регистрации направления приложенного магнитного поля.

Другой важный эксперимент связан с переосаждением глубоководных осадков (рис. 3.17). В течение многих дней осадочные слои последовательно заливались в контролируемом магнитном поле. Склонение приложенного магнитного поля переключено на 180° на 62-ой день опыта. В то время как изменение склонения приложенного маг-

нитного поля было по существу мгновенным, результирующее изменение склонения в колонке осадка записано как некий интегральный по времени эффект, демонстрируя и временную задержку в процессе намагничивания. Что более важно, изменение в склонении было частично зарегистрировано осадками, внесенными (залитыми) за 10 или 20 дней перед изменением направления приложенного магнитного поля.

Естественные глубоководные осадки обычно подвергнуты биотурбации до глубины 20 см или больше. Кажется естественным, что любая *DRM* будет уничтожена после прохождения вещества осадка через пищеварительный тракт червя (если не на входе, то уж конечно – на выходе). И все же подвергнутые биотурбации глубоководные осадки часто оказываются точными регистраторами магнитного поля, действовавшего вскоре после осаждения. Все эти лабораторные эксперименты и естественные процессы подчеркивают важность постседиментационной *DRM*. Во многих типах осадков, таких как подвергнутые биотурбации, *pDRM* – наиболее вероятный механизм для приобретения *DRM*. Другие осадки обладают результирующей намагничённостью, которая является, вероятно, комбинацией седиментационного и постседиментационного выравниваний. Анализ процесса *pDRM* существенен для достижения понимания детритового остаточного магнетизма.

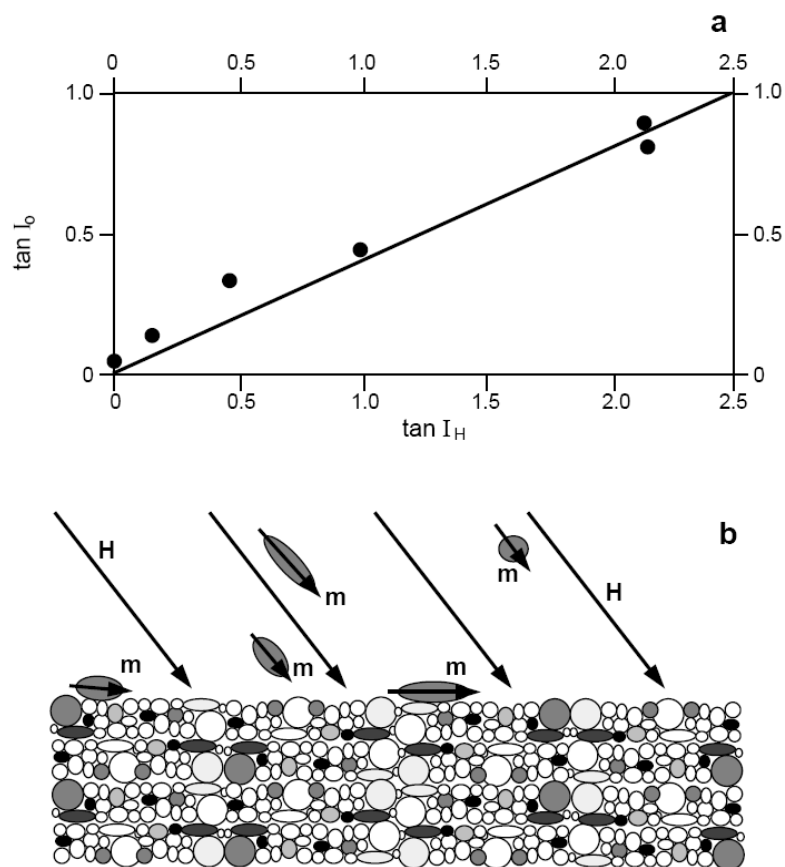


Рис. 3.15. а – Соотношения между наклоном *DRM* (I_0) в переосажденном голоценовом осадке и наклоном приложенного магнитного поля (j_H). Жирная линия – график функции $\tan I_0 = 0,4 \tan I_H$ (Из Верозуба, 1977).

б – Схематическое представление ферромагнитных зёрен с магнитными моментами $\mathbf{m}$, осаждающихся в магнитном поле $\mathbf{H}$. Удлиненные зёрна с $\mathbf{m}$, ориентированным вдоль длинной оси, стремятся подвернуться к горизонтальной плоскости, что приводит к занижению наклона *DRM*.

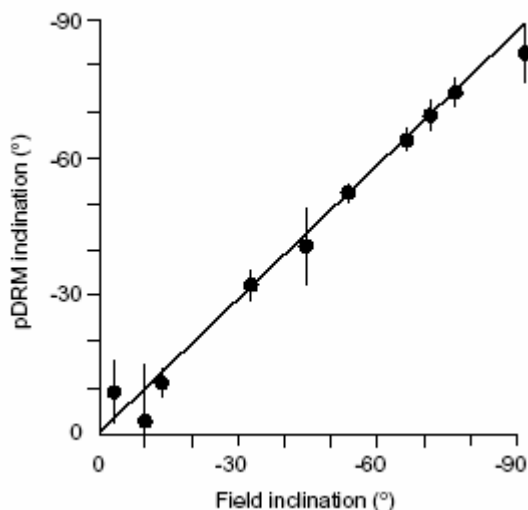


Рис. 3.16. Зависимость наклонения *pDRM* от наклонения приложенного магнитного поля. Образцы были приготовлены так: сухие искусственные смеси магнетита с кварцем засыпались в воду в присутствии магнитного поля с разными наклонениями; вертикальные полосы ошибок – доверительные интервалы измеренного наклонения *pDRM*; сплошная линия – ожидаемый результат для совершенного согласия между наклонениями *pDRM* и приложенного магнитного поля. Опять же из Верозуба(1977).

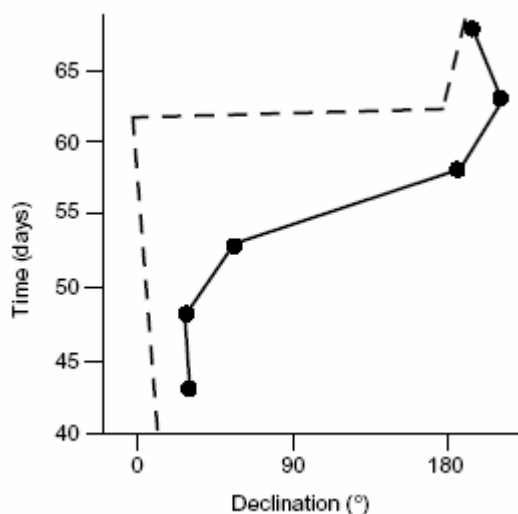


Рис. 3.17. Склонение *DRM*, зарегистрированное в переосажденной глубоководной глине в сравнении со склонением приложенного магнитного поля в ходе переосаждения. Ордината указывает число дней начиная с начала эксперимента переосаждения; склонение приложенного магнитного поля было изменено на 180° на 62-ой день; осадок, "засыпанный", по крайней мере за 10 дней перед изменением склонения магнитного поля, частично записал и новое направление магнитного поля. Из Верозуба (1977).

Броуновское движение и постседиментационное выравнивание

Как и при термоостаточном намагничивании, важное хаотизирующее влияние на *DRM* оказывает тепловая энергия. В постседиментационной окружающей среде тепловая энергия передается ферромагнитным частицам посредством толчков со стороны молекул воды: броуновское движение. Естественно, что степень "хаотизации" зависит от размера частицы; субмикронные частицы более сильно толкаются молекулами воды, чем 100-микронные частицы. Ранние попытки развить теорию *pDRM* уподобляли физическое вращение маленькой ферромагнитной частицы в пределах заполненных водой пор выравниванию атомных магнитных моментов в парамагнитном газе. В обеих ситуациях действуют выравнивающие вращательные моменты со стороны магнитного поля, которым противодействует хаотизирующее влияние тепловой энергии.

Сначала рассмотрим ансамбль идентичных ферромагнитных частиц с магнитным моментом $\mathbf{m}$. Как и в парамагнетизме, теория Ланжевена применима и здесь и дает для *pDRM*:

$$\frac{pDRM}{pDRM_s} = \coth\left(\frac{mH}{kT}\right) - \left(\frac{kT}{mH}\right) \quad (3.41)$$

где $pDRM$ – результирующая $pDRM$, а $pDRM_s$ – предельная по величине (насыщающая) $pDRM$, т. е. остаточная намагниченность, которая получилась бы, если бы все магнитные моменты были выровнены строго по полю.

Теория броуновского движения для $pDRM$ была уточнена введением распределения величин магнитных моментов частиц в диапазоне от 0 до максимальной величины $m_{\max}$. Если распределение магнитных моментов в этих пределах однородно, интегрирование вышеупомянутого выражения по всему диапазону m дает:

$$\frac{pDRM}{pDRM_s} = \left(\frac{1}{x}\right) \ln\left(\frac{\sinh x}{x}\right) \quad (3.42)$$

где

$$x = \frac{m_{\max} H}{kT} \quad (3.43)$$

График этой функции изображен на рис. 3.18а. Для малых магнитных полей и частиц с малыми магнитными моментами величины x в уравнениях (3.42) и (3.43) невелики. Это ведет к приближению:

$$\frac{pDRM}{pDRM_s} = \frac{x}{6} = \frac{m_{\max} H}{6kT} \quad (3.44)$$

Этот результат предсказывает начальный наклон, показанный в рис. 3.18а.

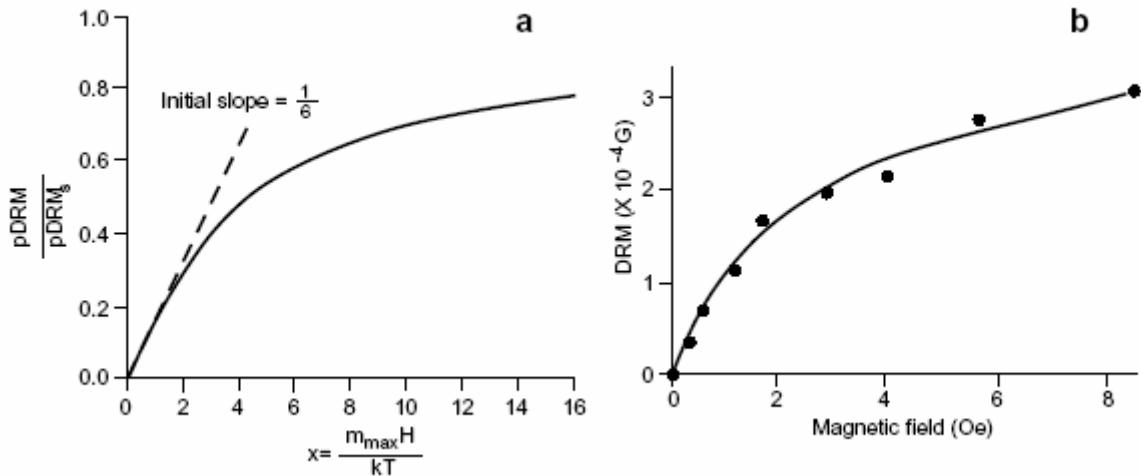


Рис. 3.18. а – Теоретическое парциальное насыщение намагниченности $pDRM$ в теории Броуновского движения. Сплошная линия – график уравнения (3.42); для малых x наклон (производная) равен $1/6$.

б – зависимость DRM , приобретенная переосажденной ледниковой ленточной глиной, от величины приложенного магнитного поля. Сплошная линия – график уравнения (3.42) с параметрами, подобранными для лучшей аппроксимации наблюдаемой DRM . Из Верозуба (1977).

Как и с любым подобным выводом, имеет смысл исследовать, насколько его результат физически разумен. Для $pDRM$ в нулевом магнитном поле (или для $m_{\max} = 0$) теория весьма разумно дает ноль. Начиная с нулевого поля, $pDRM$ вначале увеличива-

ется по линейному закону. В сильных полях намагничивания наблюдается асимптотическое поведение с $pDRM$, стремящейся к верхнему пределу. Это предсказание разумно, потому что даже бесконечное поле намагничивания не может сделать больше, чем полное выравнивание начальных магнитных моментов. Наоборот, для любого заданного намагничивающего поля, увеличение температуры должно уменьшить результирующую $pDRM$, что должно следовать как результат увеличения хаотизирующего влияния Броуновского движения. Так что интуитивно (в первом приближении) управляющее уравнение для $pDRM$ кажется разумным.

Экспериментальные данные по переосаждению осадков ледниковой эпохи (*голоценовых*) показаны точками на рис. 3.18b, причем данные аппроксимированы уравнением (3.42). Уравнение (3.42) описывает экспериментальные данные весьма хорошо, давая уверенность, что теория успешно описывает зависимость $pDRM$ от величины поля. Параметр для ледниковых осадков, подобранный для уравнения (3.42) есть $m_{\max}$. Результирующая величина $m_{\max} = 7,4 \cdot 10^{-14} \text{ Гаусс} \cdot \text{см}^3$ ($7,4 \cdot 10^{-17} \text{ А} \cdot \text{м}^2$). Имея информацию о размере частиц магнетита, можно решить, что величина намагниченности равна 8 Гаусс для типичного ферромагнитного зерна в этом осадке. Эта величина – промежуточная между 480 Гаусс, ожидаемой для однодоменных частиц, и низкой величин ($< 1 \text{ Гаусс}$), ожидаемой для многодоменных частиц. Этот результат указывает, как велика роль PSD-частиц в намагничивании этих илов и глин.

Теория броуновского движения для $pDRM$ весьма успешно описывает многие свойства постседиментационного остаточного магнетизма. Но успех теории не подразумевает, что вся DRM это только $pDRM$. В естественных осадках часть DRM может быть просто седиментационной, формирующейся под действием выравнивания и гравитационного вращения во время осаждения. Остальное приходится на долю постседиментационного выравнивания. Седиментационная DRM может вести к ошибке наклона, в то время как $pDRM$ - перевыравнивание (новое выравнивание) имеет тенденцию уменьшать (удалять) ошибку наклона. Часть полной DRM , образовавшаяся за счет седиментационного выравнивания, как препятствующая процессам $pDRM$, может играть свою роль в полном намагничивании.

Отношение седиментационного и постседиментационного вкладов в результирующее выравнивание зависит от множества факторов, которые еще не вполне поняты. Некоторые из наиболее важных факторов – следующие:

1. Размер частиц. Малый размер ферромагнитных частиц усиливает их броуновское движение. Мелкозернистые осадки имеют вначале осаждения высокое содержание воды, которое затем медленно уменьшаются за счет начального уплотнения и консолидации. Соответственно, есть вполне достаточное время (возможно 10^2 - 10^3 лет) для работы $pDRM$ -процессов выравнивания. Наоборот, в грубозернистых осадках большая часть общей DRM может быть сформирована седиментационными процессами.
2. Скорость осаждения. Время существования ферромагнитной частицы в пределах зоны высокого содержания воды зависит от скорости осаждения. Малые скорости, вероятно, увеличивают роль постседиментационного выравнивания.
3. Биотурбация. В осадках, размешиваемых биотурбацией, вся их детритовая остаточная намагниченность обусловлена постседиментационными процессами. Биотурбация гарантирует высокое содержание воды в верхней части накапливающейся колонки осадка, а высокое содержание воды, как известно, увеличивает $pDRM$ -выравнивание.

Эффекты размера зерна

В аргиллите максимальный диаметр частиц составляет 4 микрона и фактически все частицы магнетита – в пределах однодоменного и псевдооднодоменного диапазона. Однако, граница размера зерна между илом и песком – 62 микрона. В тонких илах ос-

новная часть зёрен может лежать в пределах диапазона *PSD*, зато почти все частицы магнетита в хорошо сортированных грубых илах или песках многодоменны.

Эти различия в размере частиц имеют двойную важность. Во-первых, зёрна в пределах однодоменного или *PSD*-диапазонов имеют относительно сильную намагниченность. Эти малые частицы более эффективно выровняются геомагнитным полем (преимущественно *pDRM*). Большие частицы имеют более низкую намагниченность и менее подвержены свободному движению во внутривпоровом пространстве свежего осадка. Таким образом, они не выровнены эффективно ни седиментационными, ни постседиментационными процессами. Во-вторых, большие ферромагнитные частицы в пределах многодоменного диапазона размера зерна более восприимчивы к приобретению вязкой намагниченности. Таким образом, песчаники менее эффективно намагничены первоначально, и их остаточная намагниченность менее стабильна.

Другие эффекты размера частиц также существенны. При любом размере частиц, большем, чем средний в песчанике, механические "энергии" начинают преобладать над влиянием выравнивания ферромагнитных частиц геомагнитным полем. Таким образом, грубые пески и гальки вряд ли приобретут существенную *DRM*. Кроме того, грубые осадки, вообще говоря, водопроницаемы и более расположены к химическим изменениям из-за циркуляции грунтовых вод с соответствующим воздействием на ферромагнитные минералы. По этим причинам, аргиллиты, и мелкозернистые песчаники обычно более предпочтительны в палеомагнитных исследованиях, а использовать крупнозернистые осадки избегают.

Фиксация *DRM*

Фиксация детритовой остаточной намагниченности происходит, когда обезвоживание и консолидация ограничивают движение осаждающихся частиц. Как только физический контакт окружающих зёрен "запрещает" движение, *DRM* механически зафиксирована. Фиксация растянута во времени на все время обезвоживания и консолидации. Оценки времени фиксации дают до 10^3 лет – в зависимости от окружающей среды. Большие ферромагнитные частицы, вероятно, фиксируются раньше малых частиц, расположенных в промежутках (порах).

Это обсуждение *DRM* обеспечивает основное понимание остаточного намагничивания в осадочных горных породах непосредственно в процессе или вскоре после осаднения. Имея в виду разнообразие исходных пород и седиментационных и постседиментационных процессов, не удивительно, что *DRM* принимает значения в широком диапазоне величин. В богатых магнетитом континентальных осадках *DRM* может достигать $> 10^{-4}$ Гаусс (10^{-1} А/м), в то время как в морских известняках *DRM* может быть $< 10^{-7}$ Гаусс (10^{-4} А/м).

ВЯЗКАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (*VRM*)

Вязкая остаточная намагниченность (*VRM*) – остаточная намагниченность, которая приобретается постепенно в течение длительного действия слабого магнитного поля. Естественная *VRM* – вторичная намагниченность, обусловленная действием геомагнитного поля намного позже формирования породы. С палеомагнитной точки зрения, эта *VRM* обычно – нежелательный шум. Мы рассмотрим основные свойства вязкой намагниченности. Вникая в физические основы процесса, мы выявим свойства ферромагнитного зерна, которое обуславливают приобретение им *VRM*. В свою очередь, это подскажет методы размагничивания, используемые, чтобы "стереть" вязкие компоненты

намагниченности, и тем выделить первичные компоненты, заслуживающие палеомагнитного интереса. Мы обсудим эти процедуры размагничивания в Главе 5.

Приобретение *VRM*

Экспериментальные данные, иллюстрирующие приобретение вязкой остаточной намагниченности, показаны на рис. 3.19. В этом эксперименте искусственный образец с рассеянными зернами магнетита размером 2 $\mu\text{м}$ был помещен в магнитное поле 3,3 Э (0,33 мТл). Результирующая *VRM* измерялась периодически в течение действия магнитного поля, и опыт приобретения *VRM* был повторен при различных температурах. *VRM* при любой заданной температуре приобретается согласно уравнению:

$$VRM = S \log t \quad (3.45)$$

где t – время приобретения, т. е. время, в течение которого *VRM* создавалась, и S – коэффициент магнитной вязкости.

Из рис. 3.19 ясно, что S увеличивается с температурой. Из-за логарифмического роста *VRM* со временем выдержки в поле, вязкая намагниченность определяется в основном самой современной историей поля намагничивания. В горных породах, которые имеют большие компоненты *VRM*, обычно их *NRM* направлена вдоль современного геомагнитного поля, наблюдаемого в месте отбора образца.

Мы сначала рассмотрим *VRM*, приобретаемую однодоменными зернами. Для ансамблей *SD*-частиц приобретение *VRM* – по существу – действие, обратное магнитной релаксации (временному размагничиванию). Процесс приобретения *VRM* происходит за счет переориентации магнитных моментов зерен с малыми временами релаксации τ . На рис. 3.20 контуры гипотетического распределения *SD* зерен показаны на диаграмме v - h_c . Если эксперимент по приобретению *VRM* был выполнен в течение отрезка времени, равного “времени приобретения”, тогда все зерна с $\tau \leq \text{времени приобретения}$ (зерна, показанные темнотой областью на рис. 3.20) эффективно “разблокированы” и могут “ответить” на действие приложенного магнитного поля. Магнитные моменты этих разблокированных зерен ищут равновесного распределения ориентаций их моментов, что приводит к приобретению *VRM* в направлении приложенного магнитного поля. По мере увеличения времени приобретения, линия $\tau = \text{времени приобретения}$ продвигается через распределение зерен, и *VRM* увеличивается.

Эффект повышенной температуры может быть понят, если учесть, что h_c уменьшается при увеличении температуры. Распределение зерен в пространстве v - h_c мигрирует в сторону меньших h_c (влево по v - h_c диаграмме), когда температура увеличивается. Кроме того, более высокая тепловая энергия означает, что барьеры энергии по отношению к вращению магнитного момента преодолеваются быстрее (легче). Таким образом, в течение данного времени приобретения, увеличение температуры приводит к тому, что большее количество зерен становятся носителями *VRM*; следовательно, коэффициент магнитной вязкости S возрастает. В случае значительно повышенных температур, результирующая *VRM* называется **термовязкой** остаточной намагниченностью (*TVRM*).

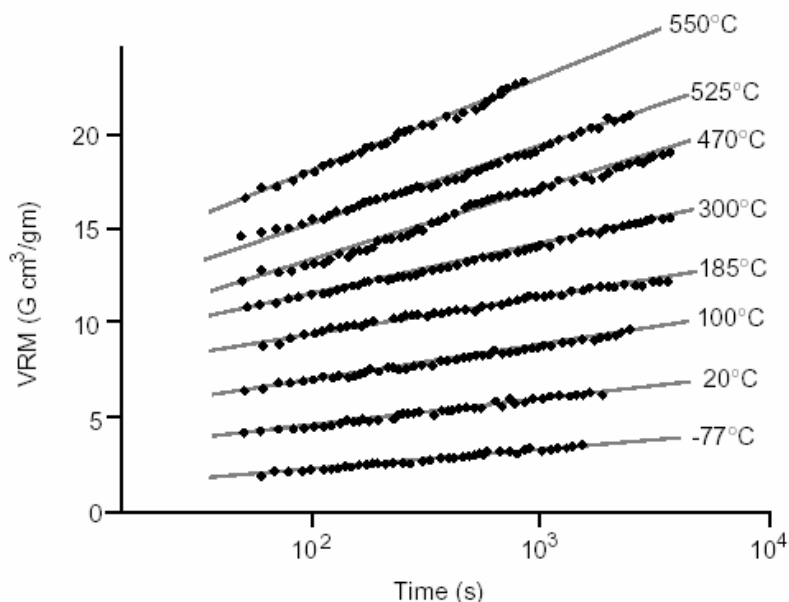


Рис. 3.19. Приобретение *VRM* искусственным образцом рассеянных зерен магнетита 2-микронного диаметра. Точки показывают *VRM*, приобретенные к соответствующему времени с начала выдержки в магнитном поле. Линии показывают тенденцию *VRM* для соответствующего *VRM*-эксперимента в обозначенной температуре. Магнитное поле было равно 3,3 Э; ноль на ординате произволен (абсолютная величина *VRM* была подобрана так, чтобы результаты всех *VRM* экспериментов приобретения можно было показать на одном рисунке). Взято из Стэйси и Бэннерджи (1974).

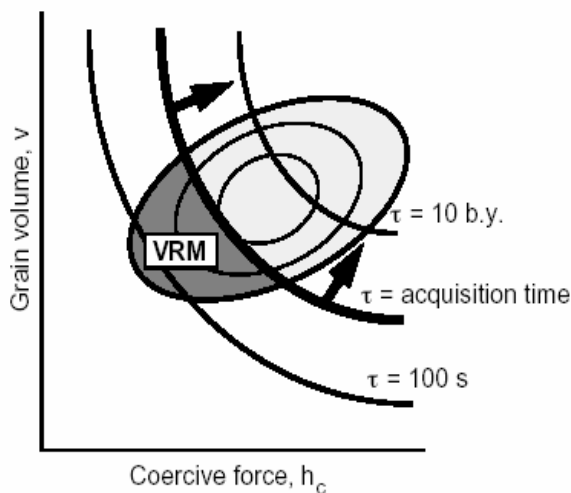


Рис. 3.20. Схематическое представление процесса приобретения *VRM* – на диаграмме частиц *SD*-объема (v) и микрокоэрцитивной силы (h_c). По мере увеличения времени приобретения *VRM* жирная линия, помеченная “ τ = время приобретения”, движется через пространство *SD*-зерен снизу слева направо; зерна со все большими τ могут приобретать *VRM* по мере увеличения времени намагничивания; *SD*-зерна из темноталитой области, маркированные “*VRM*”, уже приобрели *VRM*.

В естественных породах время приобретения *VRM* может достигать 10^9 лет и даже более. Все зерна с $\tau < 10^9$ лет – потенциальные носители *VRM*. *SD*-зерна со временами релаксации $> 10^9$ лет будут, в общем случае, сохранять первичную намагниченность, заслуживающую палеомагнитного интереса. На диаграмме v - h_c эти стабильные зерна с большими временами релаксации находятся в верхней правой части диаграммы.

Вязкая остаточная намагниченность в псевдооднородных и многодоменных частицах

Вязкая остаточная намагниченность приобретает псевдооднородными и многодоменными частицами благодаря тепловой активации доменных границ. Как показано на рис. 3.3, энергия доменной границы – функция ее положения. Тепловая энергия может обеспечить перескок доменной границей барьера, препятствующего ее движению. Энергия взаимодействия между магнитным полем и намагниченностью псевдооднородной или многодоменной частицы вызывает движение доменной границы, приводящее к увеличению намагниченности в направлении приложенного поля.

Для многодоменных частиц коэффициент вязкости и коэрцитивная сила связаны обратной зависимостью. Зёрна с низкой коэрцитивной силой быстро приобретает вязкую остаточную намагниченность, поэтому частицы с самой низкой коэрцитивной силой доминируют в вязкой остаточной намагниченности. В магнетитсодержащих горных породах вязкую остаточную намагниченность обычно несут многодоменные частицы с низкой коэрцитивной силой. Эта причинная связь между низкой коэрцитивностью и "ее ролью" в вязкой остаточной намагниченности важна при рассмотрении процесса размагничивания вязкой остаточной намагниченности в магнетитсодержащих горных породах.

Термовязкая остаточная намагниченность (*TVRM*)

Горные породы, интересные для палеомагнетизма, возможно, испытали прогревы, что могло привести к их метаморфизации. Мы должны понять, как длительная выдержка при повышенной температуре (но ниже температуры Кюри) будет, во-первых, изменять способность пород сохранять первичную *NRM* и, во-вторых, как и какая при этом формируется термовязкая намагниченность (*TVRM*). Мы рассмотрим здесь однодоменную теорию *TVRM*, чтобы предсказать температурные изменения времен релаксации. Эта теория весьма успешна в объяснении приобретения *TVRM*. Она также объясняет, как отдельные группы ферромагнитных частиц в горных породах могут потенциально сохранить первичную палеомагнитную запись, несмотря на существенный метаморфизм.

В начале рассмотрим ансамбль одинаковых однодоменных частиц. Уравнение Нееля для времени релаксации с учетом его температурной зависимости, заданной явно, имеет вид:

$$\tau(T) = \frac{1}{C} \exp\left(\frac{v j_s [T] h_c [T]}{2 k T}\right) \quad (3.46)$$

что дает:

$$\ln(\tau [T] C) = \left(\frac{v j_s [T] h_c [T]}{2 k T}\right) \quad (3.47)$$

Для ансамбля одинаковых зерен:

$$\frac{v}{2k} = \text{constant} = \frac{T \ln(\tau [T] C)}{j_s [T] h_c [T]} \quad (3.48)$$

Теперь допустим, что ансамбль имеет времена релаксации τ_1 при температуре T_1 и τ_2 при температуре T_2 . Поскольку левая часть уравнения (3.48) постоянна, соотношение между параметрами в T_1 и T_2 становится

$$\left(\frac{T_1 \ln[\tau_1 C]}{j_s[T_1] h_c[T_1]} \right) = \left(\frac{T_2 \ln[\tau_2 C]}{j_s[T_2] h_c[T_2]} \right) \quad (3.49)$$

Для того чтобы предсказать зависимость τ от температуры, необходимо знать температурную зависимость коэрцитивной силы $h_c(T)$. Для однодоменного магнетита разумно допустить, что коэрцитивность частицы определяется анизотропией ее формы и задается соотношением:

$$h_c(T) = \Delta N_D j_s(T) \quad (3.50)$$

где ΔN_D – разность размагничивающих факторов вдоль короткой и длинной осей однодоменной частицы. Для однодоменного гематита коэрцитивность контролируется магнитокристаллической анизотропией, что дает более сильную температурную зависимость

$$h_c(T) = D j_s^3(T) \quad (3.51)$$

где D – коэффициент пропорциональности, не зависящий от температуры (он зависит от многого, но это здесь нам не важно). Подстановка этих выражений назад в уравнение (3.49) дает:

$$\left(\frac{T_1 \ln[\tau_1 C]}{j_s^2[T_1]} \right) = \left(\frac{T_2 \ln[\tau_2 C]}{j_s^2[T_2]} \right) \quad \text{for magnetite;} \quad (3.52)$$

$$\left(\frac{T_1 \ln[\tau_1 C]}{j_s^4[T_1]} \right) = \left(\frac{T_2 \ln[\tau_2 C]}{j_s^4[T_2]} \right) \quad \text{for hematite.} \quad (3.53)$$

Используя известную температурную зависимость намагниченности насыщения j_s для магнетита и гематита (рис. 2.3), мы можем предсказать стабильности по отношению к температуре и во времени.

Наиболее конструктивный способ представить пары: результирующее время релаксации и блокирующие температуры (τ , T_B) это – построить номограммы, которые показывают местоположения точек в пространстве (τ - T_B), в которых одна и та же частица будет активирована. Номограммы для однодоменных частиц магнетита и гематита приведены на рис. 3.21. Эти диаграммы также известны как диаграммы блокирования. Пример, использующий рис. 3.21а, покажет способ применения этих номограмм.

Точка 1 из рисунка 3.21а маркирует в пространстве (τ , T_B) точку, соответствующую однодоменной частице магнетита, которая имеет при 260°C время релаксации 10 *млн. лет*. Эта частица, как ожидается, приобретет существенную вязкую остаточную намагниченность если будет выдержана в поле при 260°C в течение 10 *млн. лет*. Точка 2 соответствует $\tau = 30$ *мин* при $T = 400^\circ\text{C}$ и лежит на той же самой номограмме, что и точка 1. Это означает, что частицы с $\tau = 10$ *млн. лет* при 260°C будут иметь $\tau = 30$ *мин* при 400°C. Смысл здесь в том, что TVRM, приобретенная этой частицей за 10 *млн. лет* при 260°C, будет разблокирована в нулевом магнитном поле при 400°C в течение всего 30 минут. Такое нагревание свело бы намагниченность этой частицы к нулю.

Теперь рассмотрим точки 3 и 4 на рис. 3.21а. Эти точки находятся на номограмме, соединяющей τ - T_B -условия для идентичных частиц. (Эти зёрна, конечно, очень отличны от зерен, описываемых точками 1 и 2.)

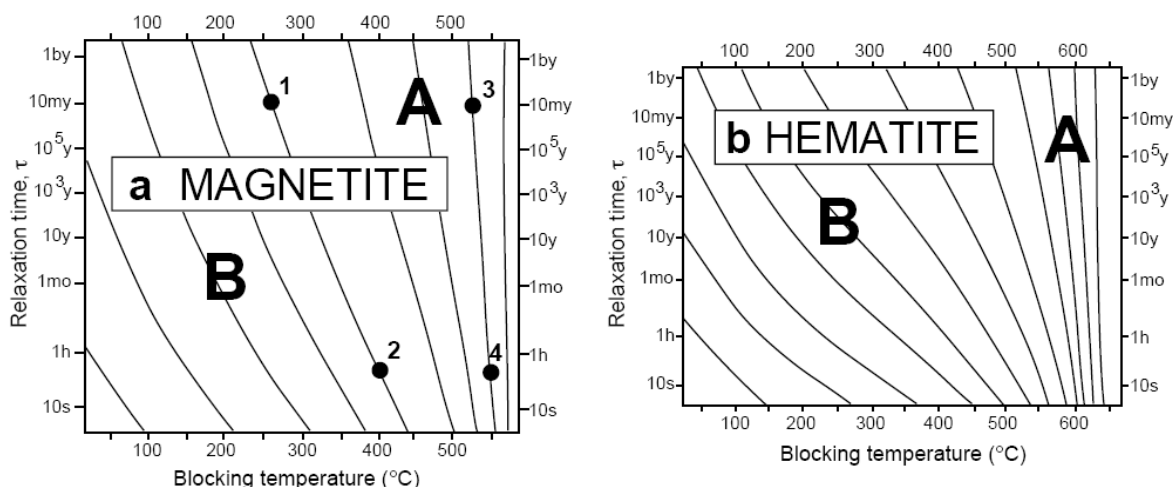


Рис. 3.21. Диаграммы блокирования для магнетита (**a**) и гематита (**b**). Линии на диаграммах дают комбинацию температуры и времени релаксации (τ) условий, которые могут разблокировать намагниченность в заданном ансамбле однодоменных частиц. Объяснения – в тексте. Согласно Pullaiah и др. (1975).

Точка 3 указывает $\tau = 10$ млн. лет для $T_B = 520^\circ\text{C}$, в то время, как точка 4 указывает $\tau = 30$ мин для $T_B = 550^\circ\text{C}$. Таким образом, частицы с 10-млн. летним временем релаксации при 520°C могут быть разблокированы при нагреве до лишь немного более высокой температуры (550°C) уже через 30 мин. Это – другой способ отображения быстрого увеличения времени релаксации с уменьшением температуры для частиц с T_B , близкими к температуре Кюри.

Диаграммы блокирования на рис. 3.21a и 3.21b разбиты на две области каждая. Зёрна в области **В** имеют блокирующие температуры в лабораторных масштабах времени (приблизительно 30 минут) по крайней мере на 100°C ниже температуры Кюри. Эти частицы могли бы приобретать *TVRM* при средних температурах (приблизительно 300°C), если их выдержать при этих температурах в течение геологически разумных интервалов времени (приблизительно 10 млн. лет). Зёрна в области **В**, таким образом, – нестабильные носители первичных компонент намагниченности и очень вероятно, что они приобрели вторичную термовязкую или вязкую остаточную намагниченность. Но зёрна из области **А** имеют "лабораторные" блокирующие температуры в пределах 100°C вблизи температуры Кюри. Эти частицы устойчивы к перенамагничиванию, кроме случая нагрева до температур, близких к температуре Кюри. Для частиц из области **В** характерны распределения блокирующих температур в широком интервале намного ниже температуры Кюри, в то время как у частиц из области **А** блокирующие температуры лежат в пределах 100°C от температуры Кюри. Это объясняет, почему горные породы с T_B преимущественно в пределах 100°C от температуры Кюри – стабильный носитель первичной *TRM*, в то время как намагниченность пород с T_B , распределенными намного ниже температуры Кюри, обычно нестабильна.

Рис. 3.21 предсказывает, что первичная *NRM* может пережить нагревание до температур зеленосланцевого метаморфического диапазона ($300^\circ\text{--}500^\circ\text{C}$), но не до амфиболитового диапазона ($550^\circ\text{--}750^\circ\text{C}$). Намагниченность, зарегистрированная частицами магнетита с T_B в области **А** должен иметь намагниченность, заблокированную приблизительно в то же самое время, когда радиогенный аргон образуется в амфиболе (роговой обманке) (приблизительно 525°C). Однако запомним, что речь идет только о чисто температурно-временных эффектах. Ведь даже слабый метаморфизм часто сопровождается химическими изменениями, которые могут изменять ферромагнитные минералы, иногда уничтожая первичную *NRM* и/или химически перенамагничивая породу.

Эта теория термовязкой остаточной намагниченности также обосновывает принципы температурного размагничивания вторичной *NRM*. Однодоменные частицы с малыми τ при комнатной температуре имеют и низкие T_B , в то время как частицы с большими τ при комнатной температуре имеют высокие T_B . Вторичная *NRM* записана преимущественно зернами с малыми τ (и низкими T_B). Таким образом, возможно нагреть породу до вышеупомянутой T_B частиц, несущих вторичную *NRM*, но ниже T_B частиц, несущих первичную *NRM*. Этот процесс может быть использован, чтобы удалить вторичную *NRM*, оставив при этом первичную *NRM* по существу незатронутой. Процедуры терморазмагничивания будут подробно обсуждены в Главе 5.

Предостережения и резюме

Теперь некоторые соображения, почему весь этот теоретический материал не может, фактически, работать *точно*. Одна проблема, которая часто наблюдается, состоит в том, что температуры, требуемые, чтобы реально стереть *TVRM* или вязкую остаточную намагниченность, обычно выше предсказанных теорией. Основные результаты теории применимы, хотя надежного предсказания уверенного удаления вторичной *TVRM* она не дает. Кроме того, теория, кажется, работает более надежно для гематита, чем для магнетита.

Нужно помнить, что эта теория описывает только однодоменные частицы. Большая часть гематита однодоменна, в то время как в типичной магнетитсодержащей горной породе существенная часть частиц магнетита лежит в пределах псевдооднодоменного диапазона. Понятно, что присутствие псевдооднодоменных частиц в магнетитсодержащей породе обуславливает некоторые проблемы этой *TVRM* теории. Мы пренебрегли также в этой *TVRM*-теории химическими изменениями ферромагнитных минералов в ходе метаморфизма. Естественно, что при рассмотрении эффектов регионального метаморфизма или значительного метаморфизма, связанного с погружением породы возможность сильных химических изменений и роста частиц должна учитываться.

Принимая во внимание распределение ферромагнитных частиц породы по размерам и форме, можно предвидеть, что часть этих частиц приобретет вязкую остаточную намагниченность или *TVRM*. Эти компоненты естественной остаточной намагниченности обычно – нежелательные вторичные компоненты, которые мы стремимся разрушить при парциальном размагничивании. Мы показали, что однодоменные зёрна с низкими блокирующими температурами особенно восприимчивы к вязкому намагничиванию. Однако показано также, что зёрна с высокой блокирующей температурой могут сохранять первичную *NRM* даже когда другие зёрна этой же породы несут вязкую остаточную намагниченность. Так что несколько компонент *NRM* могут присутствовать в одной и той же породе. Поэтому в палеомагнитных исследованиях горных пород много внимания обычно уделяется проблеме разделения и интерпретации компонент намагниченности.

ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ (*IRM*)

Остаточная намагниченность, возникающая при краткосрочном наложении сильного магнитного поля при постоянной температуре, называется изотермической остаточной намагниченностью (*IRM*). В лаборатории *IRM* создается наложением (обычно при комнатной температуре) магнитного поля, произведенного, например, электромагнитом. *IRM* – вид остаточной намагниченности, создаваемой в эксперименте при изучении гистерезиса, она приобретается ферромагнитными частицами с коэрцитивной силой, меньшей, чем приложенное поле.

В природе *IRM* может образоваться как вторичная компонента *NRM* в породе, перенесшей воздействие магнитного поля, вызванного близким ударом молнии. Электрические токи молнии могут превышать 10^4 А, и магнитное поле в радиусе 1 м от точки удара молнии может достигать 10^2 – 10^3 Э (10–100 мТл). Кажется маловероятным, что палеомагнитный образец может оказаться в пределах 1 м от места удара молнии. Однако опыт показывает, что *IRM*, созданная молнией, может составить существенную проблему, особенно для регионов частой грозовой деятельности.

На Землю каждую секунду "падает" 10^2 – 10^3 молний. Заметная *IRM* приобретает в пределах 2 м от места удара молнии, и разумная оценка времени, требуемого, чтобы разрушить 2 м породы путем эрозии и тем самым создать свежее обнажение для палеомагнитного отбора, составит 10^4 лет. Всемирное среднее число молний за 10^4 лет составляет приблизительно 0,1 удара молний/м². Учитывая, что грозы сконцентрированы в тропических регионах, вероятность ударов молнии, создавших вторичную *IRM* в обнажениях этих регионов, существенна. Подверженные ударам молний обнажения на горных хребтах или плато (столовая гора), вероятно, испытают многочисленные удары молнии с фактически полным перемагничиванием их пород. Очевидно, необходимо избегать возвышенных мест при отборе образцов и быть внимательным при исследовании *NRM* в лаборатории. Полевые и лабораторные методы рассматриваются в следующих главах.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Термоостаточное намагничивание:

L. Neel, Some theoretical aspects of rock magnetism, *Adv. Phys.*, v. 4, 191–242, 1955.

Классическая статья о TRM.

F.D. Stacey, The physical theory of rock magnetism, *Adv. Phys.*, v. 12, 45–133, 1963.

Представляет собой глубокое исследование различных форм NRM.

F.D. Stacey and S.K. Banerjee, *The Physical Principles of Rock Magnetism*, Elsevier, Amsterdam, 195 pp, 1974.

Главы 6 и 7 посвящены TRM.

Ориентационное намагничивание:

D.W. Collinson, Depositional remanent magnetization in sediments, *J. Geophys. Res.*, v. 70, 4663–4668, 1965.

Обсуждает ряд аспектов приобретения DRM

E. Irving and A. Major, Post-depositional detrital remanent magnetization in a synthetic sediment, *Sedimentology*, v. 3, 135–143, 1964.

Классические опыты по pDRM

F.D. Stacey, On the role of Brownian motion in the control of detrital remanent magnetization of sediments, *Pure Appl. Geophys.*, v. 98, 139–145, 1972.

Рассматривает броуновскую модель PDRM.

K.L. Verosub, Depositional and post-depositional processes in the magnetization of sediments, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 15, 129–143, 1977.

Замечательная обзорная статья по DRM.

Вязкое намагничивание:

D.J. Dunlop, Viscous magnetization of .04–100 μ m magnetites, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, v. 74, 667–687, 1983.

Более продвинутый взгляд на VRM.

G.E. Pullaiah, E. Irving, K.L. Buchan, and D.J. Dunlop, Magnetization changes caused by burial and uplift, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 28, 133–143, 1975.

Развивает метод диаграммы блокирующих температур для TVRM.

Изотермическая намагниченность, вызванная ударами молний:

A. Cox, Anomalous remanent magnetization of basalt, *U.S. Geol. Surv. Bull.*, v. 1083–E, 131–160, 1961.

Классическое изучение влияния ударов молний на естественную остаточную намагниченность

УПРАЖНЕНИЯ

3.1 Рассмотрите сильно удлинённый прут (иглообразное зерно) ферромагнитного материала.

a. Выведите простое выражение, которое демонстрирует что $N_D \approx 0$ вдоль длинной оси прута и $N_D \approx 2\pi$ вдоль диаметра прута (перпендикулярно к длинной оси).

b. Какое внешнее магнитное поле потребуется, чтобы иглообразное зерно титаномангнетита с $j_s = 400$ Гс намагнитить до насыщения вдоль диаметра (перпендикулярно к длинной оси)?

3.2 Образец состоит из 7 объёмных % однодоменных ферромагнитных зёрен, беспорядочно рассеянных в диамагнитной матрице. Коэрцитивная сила ферромагнитного материала определяется одноосной магнитокристаллической анизотропией с константой анизотропии $K = 4,5 \cdot 10^4$ эрг/см³. Намагниченность насыщения $j_s = 100$ Гс.

a. Определите микрокоэрцитивную силу h_c отдельного SD-зёрна.

b. Проанализируйте петлю гистерезиса этого образца. Определите следующие параметры гистерезиса для образца: J_s , J_r , H_c .

3.3 Сферические SD-зёрна гематита ($\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$) осаждаются при температуре 280°K. Микрокоэрцитивная сила $h_c = 10^4$ Э; намагниченность насыщения $j_s = 2$ Гс; и постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/°K.

a. Используйте уравнение для времени релаксации (уравнение (3.14)), чтобы определить диаметр сферического зёрна гематита, которое имеет $\tau = 100$ с.

b. Предположим, что уравнение (3.24) (выведенное для определения степени выравнивания магнитных моментов зёрен в момент блокирования TRM) может быть также использовано для описания процесса формирования CRM. Какова тогда степень выравнивания ($P_+ - P_-$) магнитных моментов зёрен для ансамбля сферических зёрен гематита с вышеупомянутыми параметрами? Предположим, что CRM блокируется, когда $\tau = 100$ с, и что магнитное поле в процессе "осаждения" было равно 1 Э. (Помните, что для малых x $\tanh x \approx x$).

3.4 Гидротермальная деятельность повышает температуру красного песчаника до 225°C в течение времени 1000 лет и приводит к формированию термовязкой намагниченности (TVRM). Если гематит – единственный ферромагнитный минерал в этом красном песчанике, то какая приблизительно температура терморазмагничивания требуется, чтобы удалить эту TVRM? Время выдержки при максимальной температуре в процессе теплового размагничивания – приблизительно 30 мин.

ГЛАВА 4. ОТБОР ОБРАЗЦОВ, ИЗМЕРЕНИЕ И ПРЕДСТАВЛЕНИЕ *NRM* (ЕОН)

Теперь начнем внедрение теории в палеомагнитную практику: мы рассмотрим как типичные способы отбора образцов, так и методы измерения и представления их естественной остаточной намагниченности (ЕОН, или *NRM*⁴). Кроме того, также включено и краткое обсуждение методов распознавания ферромагнитных минералов в коллекциях палеомагнитных образцов.

ОТБОР ПАЛЕОМАГНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ

Мы знаем из Главы 1, что поверхностное геомагнитное поле испытывает вековые вариации с периодами до $\sim 10^5$ лет. Среднее направление, как ожидается, будет полем геоцентрического осевого диполя, и многие палеомагнитные исследования проводятся именно с тем, чтобы определить это среднее направление. Палеомагнитные образцы обычно отбираются так, чтобы обеспечить набор квазимоментных реализаций направления геомагнитного поля во время формирования горной породы. Поскольку геомагнитная вековая вариация должна быть соответственно усреднена, интервал времени, представленный коллекцией палеомагнитных образцов, должен быть не менее 10^5 лет. Верхнего предела для этого интервала времени, по существу, нет, но на практике он редко превышает 20 млн. лет.

Типовая схема отбора коллекций

Иерархия обобщенной палеомагнитной схемы отбора образцов показана на рис. 4.1. Горная порода в целом является последовательностью слоев в осадочном разрезе или охлаждающихся единиц в изверженном комплексе; обычно она – член геологической формации, или полная формация, или даже последовательность формаций. Всегда желательно производить отбор образцов в нескольких далеко друг от друга отстоящих местах (возможно, разделенных даже несколькими сотнями км). Это позволяет избежать зависимости результатов от особенностей поля в том или ином месте, а также может обеспечить применимость полевых тестов, обсуждаемых в Главе 5. При отборе в единственном месте можно столкнуться с неуставленными тектоническими проявлениями или геохимическими процессами, которые изменили ферромагнитные минералы, в то время как для больших регионов систематическое влияние подобных проблем менее вероятно.

Место отбора (*site*) это – обнажение отдельного пласта (горизонта) в осадочном разрезе или охлаждающаяся единица в изверженном комплексе (то есть поток лавы или дайка). Если предположить, что первичное направление ЕОН может быть определено по единице горной породы, результаты по участку обеспечивают запись направления геомагнитного поля в месте отбора в течение интервала времени (в идеале – короткого), когда образовалась первичная ЕОН. Отбор во многих местах в пределах данной единицы горной породы необходим для того, чтобы обеспечить адекватную полноту временной записи геомагнитного поля, что очень важно для большинства палеомагнитных задач. Надлежащее число этих участков (сайтов), необходимое для палеомагнитного изучения – вопрос дебатов, и он обсуждается в Главе 7.

⁴ Попробуем вместо *NRM* здесь использовать ЕОН!

Образцы (*samples*) это – индивидуально ориентированные куски горной породы. Если обратное не продиктовано объективными трудностями (например, отбор трубкой со дна озера, и т.д.), предпочтителен отбор нескольких образцов с каждого участка. Обычно отбирают из слоя от шести до восьми независимо ориентируемых образцов в пределах от 5 до 10 м обнажения. Сравнение направлений ЕОН образцов в пределах участка позволяет оценить однородность ЕОН в пределах участка.

Рабочие образцы (*specimens*) это – части образцов (штуфов) заданного размера, на которых производятся измерения ЕОН. Из каждого штуфа можно изготовить несколько образцов, и это обстоятельство может обеспечивать дополнительную проверку однородности ЕОН и экспериментальных процедур. Часто из штуфа вырезают только один образец, и изготовлять больше, чем три образца, обычно не имеет большого смысла. Типичный рабочий образец имеет объем $\sim 10 \text{ см}^3$.

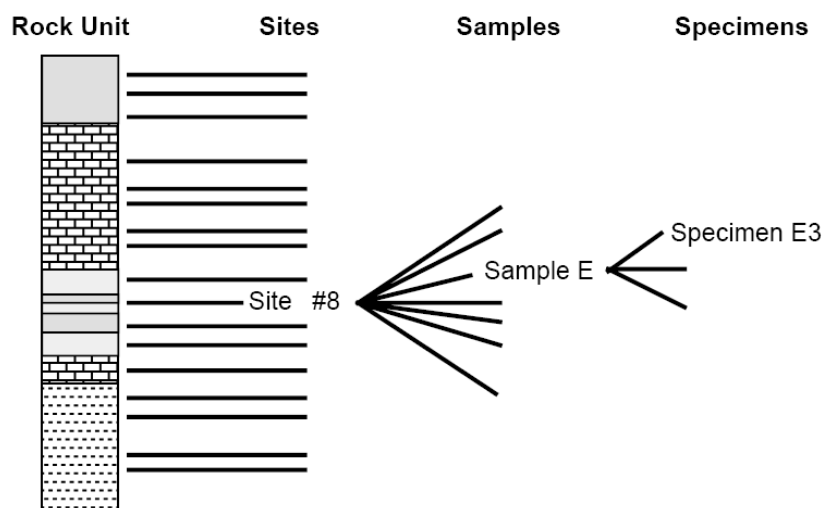


Рис. 4.1. Общая схема палеомагнитного отбора образцов. Группы мест отбора (участки) выбирают в пределах единицы горной породы; группы штуфов отбираются из каждого участка; образцы для лабораторных измерений изготовлены штуфов

Если залегание пластов на участке отличается от плоского, ориентация залегания должна быть определена так, чтобы могла быть внесена соответствующая структурная поправка. Ориентация залегания определяется стандартными методами (обычно с помощью магнитного компаса и накломера). В той степени, какую позволяют условия на обнажении, должно быть выполнено полное структурное описание. Если штуфы отобраны из структур типа крыла погружающейся складки, необходимо определить ее локальные простирание и наклон, что позволит внести полную тектоническую поправку. Процедуры тектонической коррекции палеомагнитных данных обсуждены ниже.

Типы образцов

Материально-техническое обеспечение отбора коллекций определяет стратегию получения ориентированных образцов. Обсудим основные признаки самых распространенных методов отбора.

1. Образцы, отобранные с помощью портативного бура. Самый обычный тип палеомагнитного образца отбирается с использованием бензинового портативного бура с алмазной режущей головкой с водяным охлаждением (рис. 4.2а). Диаметр керна обычно $\sim 2.5 \text{ см}$. После бурения обнажения на глубину от 6 до 12 см (рис. 4.2б), образец ориентируется, пока он еще не отделен от породы в месте выбуривания (рис. 4.2с). Ориентационное устройство позволяет производить определение наклона основной оси керна с помощью накломера и определение азимута основной оси керна с помощью магнитного или солнечного компаса (или обоих компасов). Точность ориентации такими методами – приблизительно $\pm 2^\circ$. После ориентации, керн выламывают из обнажения, маркируют для ориентации и идентификации (рис. 4.2д) и отправляют в лабора-

торию. Преимущества технологии с использованием бура – возможность получать образцы из разнообразных естественных или искусственных обнажений и точно их ориентировать. Недобства включают необходимость транспортировки тяжелых жидкостей (вода и бензин) к месту отбора, зависимость от эксплуатационных качеств бура (часто в отдаленных местах), и от дисков, которые регулярно портятся неопытными бурильщиками.

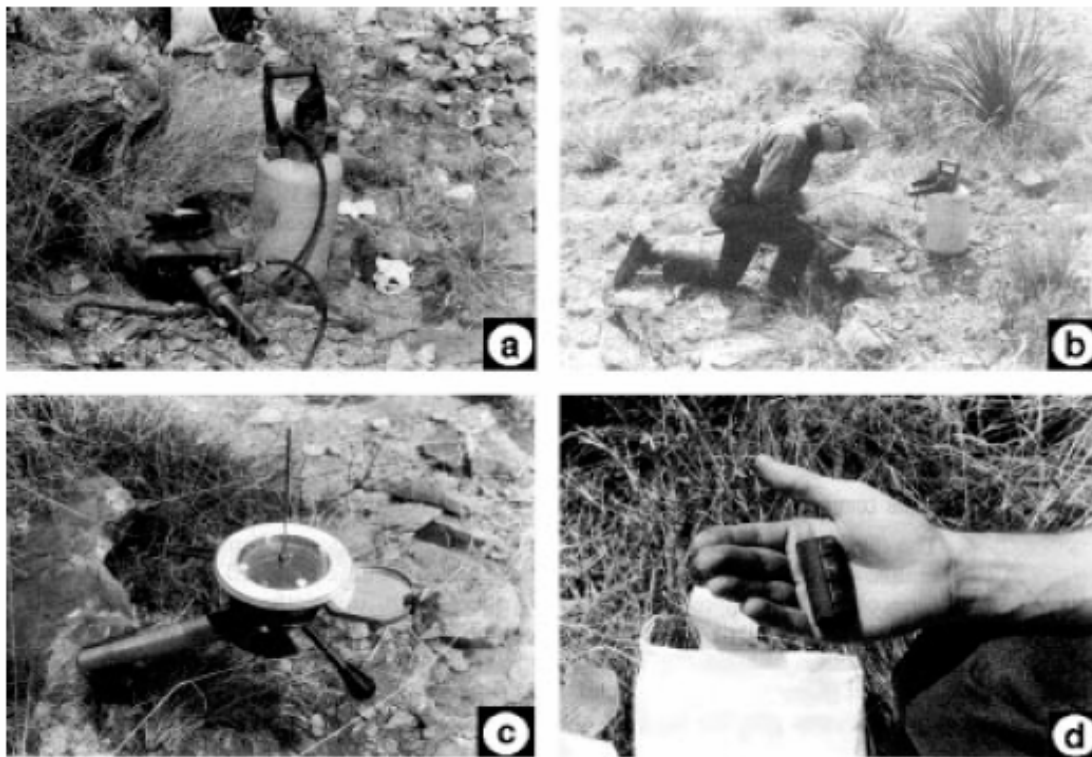


Рис. 4.2. Процедура отбора образцов бурением. **(а)** Портативный бензиновый бур с алмазной режущей головкой; насос используется для усиления охлаждения головки. **(б)** Рабочий, высверливающий керн. **(с)** Ориентационное устройство, помещенное над выбуренным керном. Видим инклинометр сбоку на устройстве для ориентации; магнитный компас находится под плексиглассовой пластиной; белое кольцо на плексиглассовой пластине используется, чтобы измерить азимут тени, брошенной тонким прутком, перпендикулярным к пластине. **(д)** Керновый образец с маркировками ориентации.

2. Образцы в виде блоков. В некоторых местах отбора или в местах со специфической литологией, которые невозможно бурить, приходится по техническим причинам (или в соответствии с местным законодательством) отбирать образцы в виде блоков, ориентированных как целое. Подобные блоки часто ориентируются как целое (определяя простираание и падение поверхности) и затем извлекаются из обнажения. Для нелитифицированных осадков образцы могут быть вырезаны из обнажения. Преимущества отбора блоков – свобода от необходимости возиться с бурильным аппаратом и возможность отбирать образцы из обнажений с литологией, неудобной для бурения. Есть в этом методе, однако, и очевидные недостатки: ограниченная точность ориентации, необходимость отбирать блоки, т. е. больший объем материала, чем реально необходимо (причем, вероятно более выветрелого, чем обнажение в целом), и необходимость транспортировки большого числа тяжелых блоков и последующего изготовления из них рабочих образцов.

3. Озерные или морские донные керны. Многочисленные устройства были разработаны для получения колонок осадков с озерного или морского дна. Диаметры этих

"трубок" обычно ~10 см и они могут быть круглого или квадратного сечения. Большинство таких кернов не имеют азимутальной ориентировки, и предполагается, что они проникают в осадок вертикально. Глубина проникновения обычно не превышает 20 м. Однако, успехи в развитии техники бурения морского и океанского дна позволили в рамках *ODP* (Международный проект бурения дна океана) использовать ударное проникновение вместо вращательного. Керны до нескольких сотен метров длиной были собраны с почти 100 % сохранностью материала, из которых затем изготавливались образцы для лабораторных измерений.

Некоторые комментарии относительно отбора образцов

Разнообразие палеомагнитных исследований и приложений затрудняет возможность дать какую-то годную на все случаи жизни схему сбора образцов, но есть некоторые проверенные временем рекомендации. Одна очевидная рекомендация состоит в том, чтобы отбирать образцы неветерелых пород. Поверхностный гипергенез окисляет магнетит в гематит или в гидроокислы железа с сопутствующим "ухудшением" ЕОН, которую несет магнетит, и с возможным формированием современной *CRM*. Искусственные обнажения (типа дорожных срезов), таким образом, предпочтительны как места отбора, а быстро размытые ущелья обеспечивают лучшие естественные обнажения.

Удары молний могут создавать значительную вторичную *IRM*, которая может маскировать первичную ЕОН. Хотя частичное размагничивание в лаборатории часто может удалить *IRM*, вызванную молнией, лучшая политика в отборе коллекций – вовсе избегать мест отбора, подверженных ударам молний. Когда возможно, следует избегать отбора с топографических высот, особенно в тропических регионах. Если образцы собираются на доступных молнии участках, эффекты молнии могут быть минимизированы двумя способами.

1. Обнажения сильномагнитных горных пород типа базальтов могут быть изучены до начала отбора коллекции образцов, чтобы найти области, которые вероятно были поражены молнией. Это делается "нанесением на карту" участков, где наблюдаются существенные (не менее 5°) отклонения магнитного компаса. Если магнитный компас пронести над обнажением на расстоянии ~15 см от поверхности горной породы, поддерживая азимут постоянным, то большая и неоднородная *IRM*, вызванная ударом молний, вызовет обнаружимые отклонения компаса. Этих областей тогда можно избегать в ходе отбора коллекции образцов.

2. Ориентация образцов в подобных местах должна быть сделана солнечным компасом. Процедуры для определения ориентации образцов солнечным компасом – простые, а требуемые вычисления могут быть сделаны прямо на обнажении на программируемом карманном калькуляторе. Это существенно при работе на базальтовых изверженных комплексах, в которых величина и неоднородность намагниченности пород обнажения могут производить существенные отклонения магнитного компаса. Применение солнечного компаса обязательно также при работе в высоких магнитных широтах, где горизонтальная компонента геомагнитного поля мала. Если облачность исключает применение солнечного компаса, можно определить местное отклонение стрелки компаса, определив азимута на какой-либо топографический объект с известным азимутом относительно места отбора коллекции.

Процедуры для ориентации образцов различны, и стандартного соглашения не существует. Однако все схемы ориентации разработаны так, чтобы обеспечить однозначную географическую ориентацию каждого образца *in situ*. Как пример, правая декартова система координат, используемая для керновых образцов, иллюстрирована на рис. 4.3. Ось *Z* – ось керна (*Z* положительно внутрь обнажения, *into outcrop*); ось *X* лежит в вертикальной плоскости ортогонально к *Z*, и ось *Y* горизонтальна (рисунки 4.3а).

В полевых условиях ориентация образцов выполняется посредством измерения: (1) азимута горизонтальной проекции оси $+X$ (азимут плоскости XZ) и (2) отклонения оси $+Z$ от вертикали (отклонение от вертикали, *hade* = $[90^\circ - \text{падение}]$) (рисунок 4.3b). Лабораторные измерения выполняются относительно этих осей координат образца.

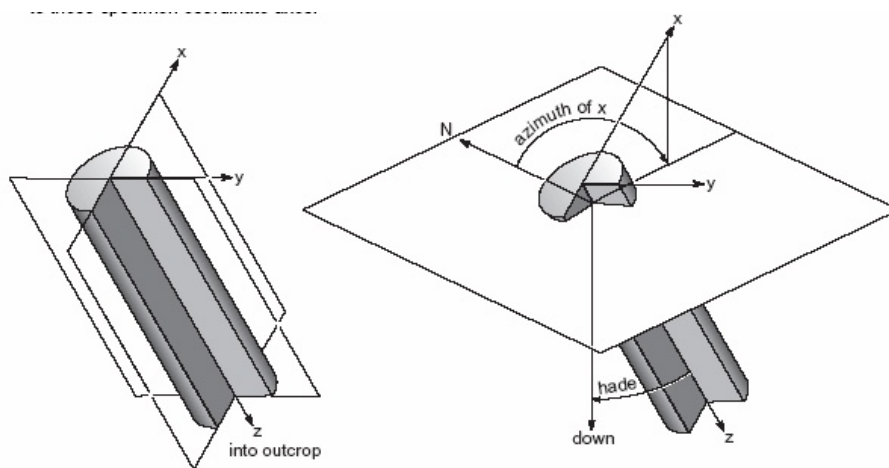


Рис. 4.3. Схема ориентации образца, отобранного с помощью портативного бура. Диаграмма слева – схематическое представление керна *in situ*. Ось Z направлена в обнажение; ось X находится в вертикальной плоскости; ось Y горизонтальна. Диаграмма справа показывает углы ориентации для керновых образцов. Измеренные углы – отклонение оси Z от вертикали и географический азимут горизонтальной проекции оси $+X$, отсчитанный по часовой стрелке от географического севера.

ИЗМЕРЕНИЕ ЕОН

Значимые палеомагнитные результаты были получены для горных пород с ЕОН порядка 10^{-8} Гс (10^{-5} А/м). Для стандартного кернового образца объемом 10 см^3 магнитный момент (M) будет $10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ (10^{-10} Ам^2), и быстрое и надежное измерение намагниченности образцов со столь малыми моментами представляет собой большую техническую проблему. В течение прошедших трех десятилетий чувствительность магнитометров для горных пород возросла, по крайней мере, в 1000 раз. В то время как ранние палеомагнитные исследования были ограничены сильнонамагниченными базальтами и красными осадками, усовершенствование аппаратуры позволило распространить палеомагнитные исследования, по существу, на все типы горных пород. Детальное описание аппаратуры приведено в книге Коллинсона (см. список Литературы). Мы рассмотрим только основы, требуемые, чтобы понять логику развития палеомагнитных полевых и лабораторных методов.

В процессе развития палеомагнетизма (главным образом в Англии) в 1950-ых астатический магнитометр был основным инструментом для измерения ЕОН. Были разработаны его многочисленные варианты, но все они использовали в качестве чувствительного элемента комбинации маленьких магнитов, подвешенных на упругой нити. Магнитный момент образца горной породы измерялся по углу закручивания упругой нити, вызываемого магнитным полем образца (за счет создания вращающего момента на измерительных магнитах). В результате кропотливого развития, чувствительность астатического магнитометра была повышена настолько, что он может измерять образцы с $M \leq 10^{-5} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ ($10^{-8} \text{ А} \cdot \text{м}^2$). Существенной проблемой здесь был "шум", вызванный акустическими вибрациями и чувствительностью к изменениям (вариациям) магнитного поля в лаборатории.

В течение 1960-ых и в начале 1970-ых, вращательный магнитометр стал использоваться наиболее часто. Также было разработано много его вариантов, но все включают вращающийся стержень-держатель, на котором вращается образец горной породы, и датчик магнитного поля, с помощью которого регистрируется осциллирующее магнитное поле, наведенное вращающимся магнитным моментом образца. Сигнал от датчика поступает на фазочувствительный датчик, предназначенный для усиления сигнала на частоте вращения образца. С развитием эффективных фазочувствительных датчиков и цифровых суммирующих устройств, чувствительность вращательных магнитометров и скорость измерения были существенно увеличены. Современные вращательные магнитометры (spinners, спинеры) могут надежно измерять ЕОН образцов с $M \approx 10^{-7} \text{ Гс}\cdot\text{см}^3$ ($10^{-10} \text{ А}\cdot\text{м}^2$). Однако время измерения увеличивается с уменьшением намагниченности (момента), и измерением образца с таким малым моментом могут потребоваться более 30 минут.

В начале 1970-ых началось внедрение криогенных магнитометров, что позволило измерять слабонамагниченные образцы более быстро, чем спиннерами. Криогенные магнитометры используют датчик магнитного поля, называемый SQUID-магнитометром (Superconducting Quantum Interference Device, Сверхпроводящее квантовое интерференционное устройство), который работает в режиме сверхпроводимости при температурах жидкого гелия (4 К). SQUID помещен в дьюар, содержащий жидкий гелий. Устройство для внесения образца при комнатной температуре обеспечивает, чтобы образцы горной породы могли быть помещены около SQUID'a, который измеряет магнитный момент образца. Сверхпроводящие магнитометры могут, как правило, измерять ЕОН образцов горной породы с $M \leq 10^{-7} \text{ Гс}\cdot\text{см}^3$ ($10^{-10} \text{ А}\cdot\text{м}^2$). Главное преимущество – что время измерения – приблизительно одна минута.

Независимо от типа используемого магнитометра, с его помощью измеряются компоненты (M_x , M_y , M_z) магнитного момента образца (в координатах образца). Обычно каждая компонента измеряется многократно, что позволяет оценить однородность ЕОН в образце и измерить отношение сигнал-шум. Данные обычно вводятся в компьютер, который содержит данные об ориентации образца и вычисляет направления ЕОН в координатах образца и в географических координатах. С криогенными магнитометрами для одного образца весь процесс измерения и обработки данных могут быть выполнены приблизительно за 1 минуту.

Представление направлений ЕОН

Направления векторов в палеомагнетизме описываются наклоном I (относительно горизонтали в месте отбора) и склонением D (относительно географического севера), как показано на рис. 1.2. Чтобы представить графически такие направления, необходимо использовать такую проекцию, чтобы изобразить трехмерную информацию на двумерной странице. Обычно направление ЕОН отображают как точку пересечения вектора ЕОН как луча, исходящего из центра сферы, с поверхностью этой сферы. Сфера (и точки пересечения векторов с ней) затем проектируется на горизонтальную плоскость (плоскость страницы). Существуют различные методы проецирования, и все они имеют и достоинства, и ограничения.

В палеомагнетизме обычно используются два способа проецирования. Равноугловое проецирование (стереографическая проекция, или проекция Вульфа) характеризуется тем, что конус, определенный векторами, которые отклонены на один и тот же заданный угол от центрального вектора, отображается как круг возле этого центрального вектора, независимо от того, как направлен центральный вектор. Однако видимый диаметр круга зависит от направления центрального вектора. (Он меньше, если центральный вектор имеет крутое наклонение и, таким образом, отображается возле центра проекции.)

Равноплощадная проекция (проекция Ламберта, или Шмидта) обладает таким свойством, что "след" конуса векторов при центральном векторе останется постоянным по площади независимо от направления центрального вектора. Однако при равноплощадной проекции круговой конус будет отображаться как эллипс, кроме случая, когда центральный вектор направлен вертикально. Поскольку мы часто имеем дело с расчетом углового разброса в распределениях палеомагнитных направлений, обычно предпочитается именно равноплощадная проекция. Однако необходимо иметь в виду, что никакого строгого соглашения между палеомагнитчиками не существует, так что во многих палеомагнитных статьях для изображения картины измеренных палеомагнитных направлений используется и равноугловое проектирование⁵.

Минералоги часто используют проекции кристаллических граней (или "полюсы" этих граней, т. е. нормали к ним) чтобы показать кристаллическую симметрию, а структурные геологи используют *проецирование*, чтобы показать минералогические оси (и прочие "линии" в кристаллах: lineations) или плоскости напластования (или "полюсы" этих плоскостей). В обоих случаях отображаемые геометрические элементы – линии, и отобразить их можно без потери информации либо "точкой" восходящего конца, либо "точкой" нисходящего конца (пока читатель знает соглашение). Минерологи чаще всего используют проекцию на верхнюю полусферу (как звезды в небе), в то время как структурные геологи используют проекцию на нижнюю полусферу (ведь они столько времени в своей жизни проводят на коленях, исследуя минералогические оси и т.д.). Палеомагнитчики не могут, однако, отдавать предпочтение какой-то одной из этих проекций, потому что палеомагнитные направления – истинные векторы и поэтому должны отображаться и в верхней и в нижней полусферах.

Последующее проектирование на горизонтальную плоскость имеет то свойство, что два вектора с равным склонением, но противоположными наклонениями (например, $j = 20^\circ$, $D = 340^\circ$ и $j = -20^\circ$, $D = 340^\circ$) отображаются в одной и той же точке. Необходимо договориться, чтобы отличить вектор "восходящего" направления от нисходящего вектора. Соглашение состоит в том, чтобы использовать жирные точки для векторов, направленных в нижнюю полусферу, и полые точки – для векторов, направленных в верхнюю полусферу.

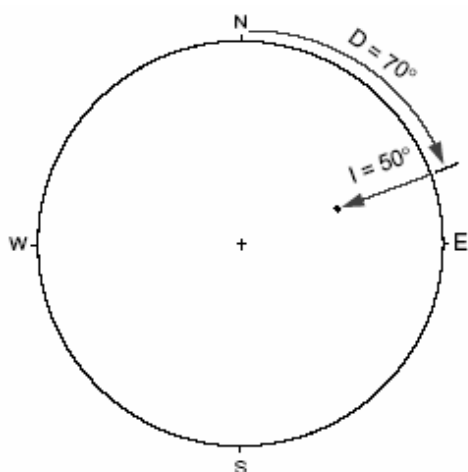


Рис. 4.4. Отображение направления на равноплощадной проекции. Склонение измеряется вокруг периметра проекции (по часовой стрелке от точки севера); наклонение откладывается от 0° в точках периметра по направлению к центру, $\pm 90^\circ$.

Для примера на рис. 4.4 показано, как направление с $j = 50^\circ$ и $D = 70^\circ$ отобразить на равноплощадной проекции. Направление имеет положительное наклонение, так что оно отображено с помощью жирного (заполненного) кружка. Знакомство с основными принципами отображения и вращения векторов на равноплощадной проекции предполагается в дальнейшем. Если эти процедуры совершенно не знакомы читателю, реко-

⁵ Или "проэцирование"

мендуем прочитать кое-что из Маршака и Митры (*S. Marshak and G. Mitra, Basic Methods of Structural Geology, Prentice Hall, Englewood Cliffs, N. J., 446 pp., 1988. Глава 4 вводит стереографическую и равноплощадную проекции*) или другой вводный текст по структурной геологии.

Переход от системы координат образца к географическим координатам

Дадим процедуру перевода измеренных величин ЕОН в систему географических координат. Рассмотрим образец керна, для которого ориентация была определена в соответствии с рис. 4.3. Ориентация образца, объем v образца и компоненты его магнитного момента (в системе координат образца) приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Координаты образца и переход в Географическую систему координат
Ориентация образца: Отклонение от вертикали: $\text{hade} = 37^\circ$;

Азимут проекции положительного направления $\alpha = 25^\circ$

Объем образца: 10 см^3

Компоненты магнитного момента:

$$M_x = 2.3 \times 10^{-3} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 \quad (2.3 \times 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^2)$$

$$M_y = -1.2 \times 10^{-3} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 \quad (-1.2 \times 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^2)$$

$$M_z = 2.7 \times 10^{-3} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 \quad (2.7 \times 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^2)$$

Направление намагниченности в системе координат образца: $j_s = 46^\circ$; $D_s = 332^\circ$.

Направление намагниченности в географической системе координат: $j = 11^\circ$; $D = 6^\circ$.

Полный магнитный момент M образца равен:

$$M = \sqrt{M_x^2 + M_y^2 + M_z^2} \quad (4.1)$$

Согласно таблице 4.1, имеем: $M = 3.74 \times 10^{-3} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ ($3.74 \times 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^2$). Величина ЕОН дается:

$$EOH = \frac{M}{v} \quad (4.2)$$

и составляет $3.74 \times 10^{-4} \text{ Гс}$ ($3.74 \times 10^{-1} \text{ А/м}$). Наклонение j_s и склонение D_s в системе координат образца даются:

$$j_s = \arctan \left(\frac{M_z}{\sqrt{M_x^2 + M_y^2}} \right) \quad (4.3)$$

и

$$D_s = \arctan \left(\frac{M_y}{M_x} \right)$$

Заметим, что нужно следить за тем, чтобы поместить D_s в надлежащий квадрант. Согласно данным таблицы 4.1, результирующее направление в координатах образца есть: $j_s = 46^\circ$,

$$D_s = -28^\circ = 332^\circ.$$

Чтобы определить направление ЕОН в географических координатах (в *situ*), нужно привязать оси образца (и направление ЕОН, определенное в системе координат образца) к измеренной *in situ* ориентации. Практически это делается посредством преобразования координат с помощью компьютера. Но дополнительную ясность можно внести, рассмотрев графическую процедуру, проиллюстрированную на рис. 4.5.

Вначале отображаем направление в системе координат образца в равноплощадной проекции (рис. 4.5а). Измеренная ориентация оси $+Z$ образца была 37° (= отклонение от вертикали, *hade*). Помня, что ось Y горизонтальна (согласно рисунку 4.3), мы

возвращаем ось Z к ее ориентации *in situ*, поворачивая систему координат (и направление ЕОН) по часовой стрелке вокруг оси $+Y$ на 37° . Это вращение показано на рис. 4.5а и выполняется как операция вращения направления ЕОН на 37° вдоль малого круга равноплощадной сетки с центром на оси Y . После этого вращения направление становится: $j' = 11^\circ$, $D' = 341^\circ$.

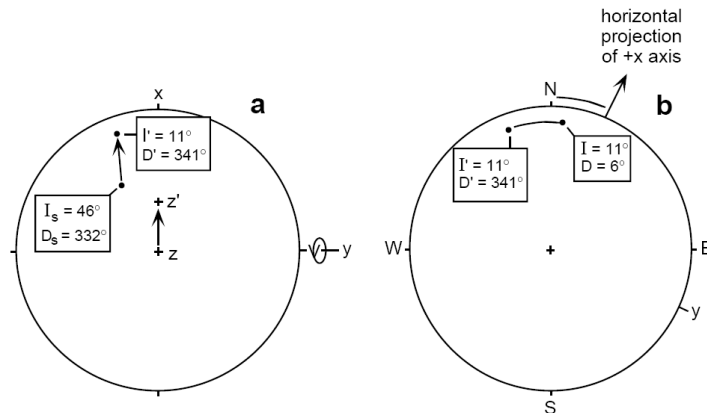


Рис. 4.5. Определение направления ЕОН в географической (*in situ*) системе координат по направлению ЕОН в координатах образца. **(а)** Наклонение и склонение направления ЕОН в координатах образца (j , D) поворачивается к j' и D' так, чтобы ось Z повернулась к своему отклонению от вертикали *in situ*; это - вращение вокруг оси Y образца; угол поворота равен углу отклонения оси Z от вертикали. **(б)** Оси образца возвращены в географические (*in situ*) положения вращением горизонтальной проекции оси $+X$ к ее измеренной азимутальной ориентации; направление ЕОН вращается вместе с системой координат образца.

Заключительный шаг состоит в том, чтобы повернуть горизонтальную проекцию оси $+X$, ось $+Y$ и направление ЕОН в их *in situ* (географические) ориентации. Это вращение происходит вокруг вертикальной оси как показано на рис. 4.5b, где горизонтальная проекция оси $+X$ поворачивается в направление измеренного азимута 25° (таким образом, поворачивая ось $+Y$ на $25^\circ + 90^\circ = 115^\circ$). В итоге, когда оси координат должным образом позиционированы, географическое (*in situ*) направление ЕОН может быть считано с графика равноплощадной проекции. Результирующее направление есть: $j = 11^\circ$, $D = 6^\circ$.

Поправка за наклон слоя

Если образцы были отобраны из участков, где слои были наклонены вследствие тектонических движений, требуется внесение поправки за наклон слоя, чтобы определить направление ЕОН относительно палеогоризонтали. Структурное залегание пластов на участке отбора (простираение и падение или угол падения и азимут) должно быть определено в ходе полевой работы.

Поправка за наклон слоя выполняется путем вращения направления ЕОН вокруг локальной оси простираения на угол падения (наклонения) пластов (горизонтов). Несколько примеров показываются в рисунке 4.6. Интуитивное владение этими геометрическими действиями просто неопределимо для понимания многих палеомагнитных методов и приложений.

Предположим, что мы работаем с равноплощадной сеткой, поверх которой можно размещать бумагу, на которой нанесены результаты выполненной графической процедуры. Графическая процедура поправки за наклон слоя состоит в следующем:

1. Залегание пластов описывается с помощью азимута вектора "вниз-падения" (азимут падения) и угла падения. В примере рисунка 4.6а азимут падения = 40° и угол падения = 20° . Азимут простираения слоев (ортогональный к направлению вниз-падения), по оп-

ределению, отличается на 90° (по часовой стрелке) от азимута падения (130° в примере рисунка 4.6a).

2. Маленькие круги равноплощадной сетки вращаются так, чтобы ось вращения лежала на азимуте простирания.

3. Вектор ЕОН вращается по часовой стрелке вокруг азимута простирания (по малому кругу) на угол, равный углу падения. В соответствии с этим вращением, географическое (*in situ*) направление может быть "считано" с равноплощадной проекции. Для примера, согласно рис. 4.6a, *in situ*-направление ЕОН есть $j = 50^\circ$, $D = 70^\circ$, а направление, исправленное за наклон слоя: $j = 32^\circ$; $D = 62^\circ$.

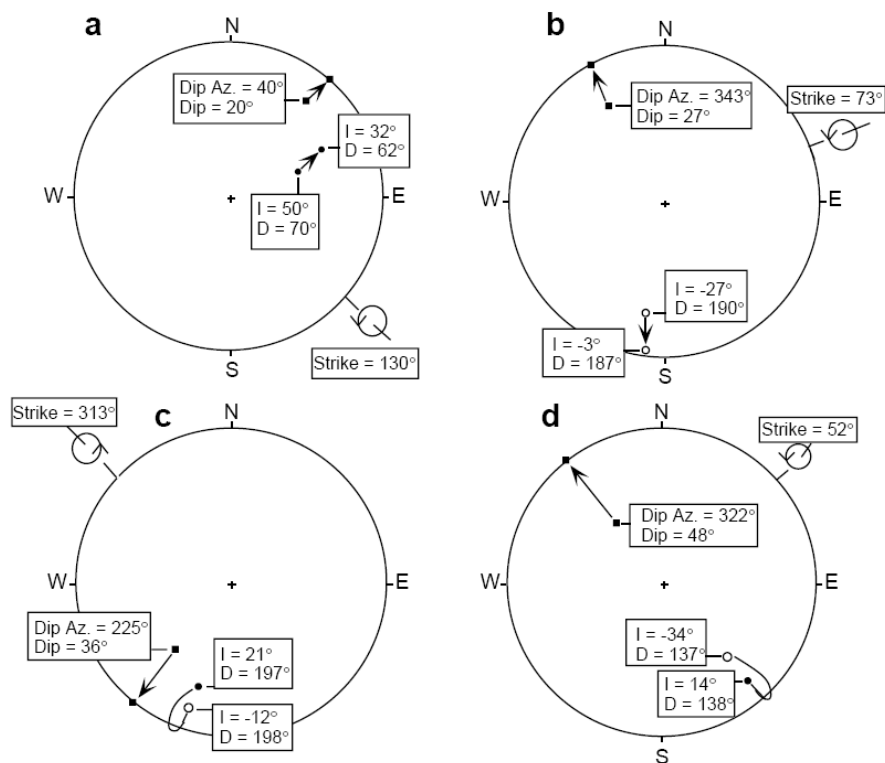


Рис. 4.6. Примеры структурных коррекций направления ЕОН. Залегание слоев определено падением и азимутом падения (квадратики на равноплощадных проекциях); азимут простирания отличается на 90° по часовой стрелке от азимута падения; вращение, необходимое, чтобы "вернуть" слои к горизонтальному залеганию, должно быть направлено по часовой стрелке (как видно вдоль линии простирания) и составить величину угла падения – это показано символом вращения; *in situ*-направление ЕОН показано в хвосте стрелки, а структурно исправленное направление ЕОН – в "начале" стрелки; сплошные кружки указывают направления ЕОН в нижней полусфере равноплощадной проекции; открытые кружки указывают направления в верхней полусфере.

Дополнительные примеры поправок за наклон слоя приведены на рисунках 4.6b, 4.6c, и 4.6d. (Для самостоятельного анализа.) Необходимо помнить о различии в отображении направлений в верхней полусфере ($j < 0^\circ$) и в нижней полусфере ($j > 0^\circ$). Внутреннее чувство движения вектора должно быть на уровне интуитивного. Но это помогает делать тривиальные вещи типа того, чтобы представить, что кисти ваших рук – плоскость напластования, втисните в ваши пальцы карандаш в качестве вектора ЕОН, затем выверните ваши кисти в горизонтальную плоскость и посмотрите на направление, в котором карандаш вращается. (Не делайте этого в переполненной библиотеке. Вас могут неправильно понять.)

Вышеприведенные примеры имеют дело с исправлением только локального наклона слоев. Если штUFFы были отобраны из погружающихся крыльев складок, то, чтобы внести полную тектоническую поправку, требуется вначале выполнить коррекцию за падение оси складки, а затем привести крылья складки к горизонтали.

ДОВОДЫ В ПОЛЬЗУ ВТОРИЧНОСТИ ЕОН

ЕОН горной породы (до какой-либо лабораторной обработки) в общем случае состоит из, по крайней мере, двух компонент: первичной ЕОН, приобретенной в ходе формирования горной породы (*TRM*, *CRM*, или *DRM*) и вторичных компонент ЕОН (например, вязкой остаточной намагниченности *VRM* или вызванной молнией *IRM*), приобретенных в более позднее время. Результирующая ЕОН – векторная сумма первичной и вторичных компонент (уравнение (3.17)). Мы ниже изучим, как распределение направлений компонент ЕОН указывает на присутствие вторичных компонент ЕОН, и начнем рассматривать процедуры парциального размагничивания.

Характеристическая ЕОН

Сложилась терминология для обозначения компонент ЕОН, с изложения которой мы и начнем. Процедуры парциального размагничивания (обсуждаемые в Главе 5) удаляют компоненты ЕОН. Компоненты, которые могут быть легко удалены, называются компонентами низкой стабильности. Удаление этих компонент низкой стабильности посредством парциального размагничивания приводит к выделению более стойких компонент высокой стабильности. Во многих случаях, можно предположить, что компонента высокой стабильности представляет собой первичную ЕОН, в то время как компонента низкой стабильности является вторичной. Однако, это не всегда так просто, поэтому потребовалось введение дополнительных терминов, чтобы иметь возможность работать и с потенциально трудными случаями.

Самая стабильная компонента ЕОН, которая выделяется парциальным размагничиванием, обычно называется характеристической компонентой ЕОН, обозначаемой *ChRM*. С помощью парциального размагничивания обычно можно определять направление *ChRM*-компоненты, но невозможно достоверно доказать, является ли она первичной; чтобы убедиться, что *ChRM* является первичной, требуется дополнительная информация. Смысл введения термина "характеристическая компонента" состоит в том, что этот термин может быть применен к компоненте, выделенной в результате экспериментов по парциальному размагничиванию без твердой уверенности в истинном времени ее приобретения, что подразумевается при применении термина первичная ЕОН. Это могло бы казаться излишне строгим требованием, но все-таки полезно помнить что результаты, полученные в экспериментах по парциальному размагничиванию (выделение *ChRM*), т. е. *ChRM*, не обязательно выделяют именно первичную ЕОН.

Распределения компонент ЕОН

Распознавание и "стирание" вторичной ЕОН – главная цель палеомагнитных лабораторных исследований. Начальный шаг – распознавание вторичных компонент ЕОН. Как только ЕОН образцов одной единицы горной породы измерены, распределение (величины и направлений) ЕОН часто указывает на присутствие вторичной ЕОН. На рис. 4.7а показано распределение ЕОН, наблюдаемое в коллекции из шести образцов, отобранных из одного горизонта Мезозойского красного осадка. Направления ЕОН распределены по большому кругу, проходящему через направление современного геомагнитного поля в месте отбора. Сложение (суммирование) двух векторов, постоянных по направлению, но переменной величины, производит векторы, распределенные по

большому кругу, соединяющему эти два вектора (см. вставки на диаграмме). Вывод, сделанный для приведенного распределения (рис. 4.7а), как раз в том и состоит, что наше распределение, вероятно, есть результат сложения двух компонент ЕОН.

Одна из этих двух компонент выровнена по современному геомагнитному полю в месте отбора, и она почти наверняка – *VRM* или недавно приобретенная *CRM*. Направление другого вектора неопределенно, но он должен лежать на большом круге, вероятно в хвосте или даже вне хвоста приведенного распределения, и характеризовать направление, максимально удаленное от направления современного поля (см. рисунок 4.7а). На рис. 4.7b приведена группа направлений *ChRM*, полученных в результате парциального температурного (теплового) размагничивания. Направления *ChRM* хорошо сгруппированы в направлении, далеком от направления современного геомагнитного поля. Парциальное размагничивание успешно выделило направление *ChRM*, удалив вторичную ЕОН. Для этого специфического случая вспомогательная информация указывает, что *ChRM* это – *CRM*, приобретенная вскоре после образования (осаждения) этого Мезозойского красноцвета.

Распределение направлений ЕОН образцов горизонта (= одного потока) в базальте Третичного периода в регионе Пустыни Мохаве-Сонора (Mojave-Sonora, юго-запад Соединенных Штатов) приведено на рис. 4.7с. Направления ЕОН разбросаны, а величины ЕОН для образцов от этого участка – аномально велики. В этом регионе наблюдаются интенсивные грозы, и подобное распределение направлений ЕОН почти несомненно вызвано наведенными молнией *IRM*. Парциальное размагничивание (переменным магнитным полем) было успешно применено для выделения *ChRM* в образцах этого участка (рисунок 4.7d). Вспомогательная информация ведет к прямому выводу, что *ChRM* это – *TRM*, приобретенная во время естественного охлаждения потока.

В обоих примерах, рассмотренных выше, парциальное размагничивание обеспечило желательный результат – выделение характеристической ЕОН, которая, вероятно, и окажется первичной. Понимание палеомагнетизма требует, очевидно, понимания теории, содержания и методов анализа результатов экспериментов по парциальному размагничиванию. Как прелюдию к Главе 5, рассмотрим теперь кратко лабораторные процедуры, используемые чтобы распознавать основные ферромагнитные минералы в образцах палеомагнитных коллекций.

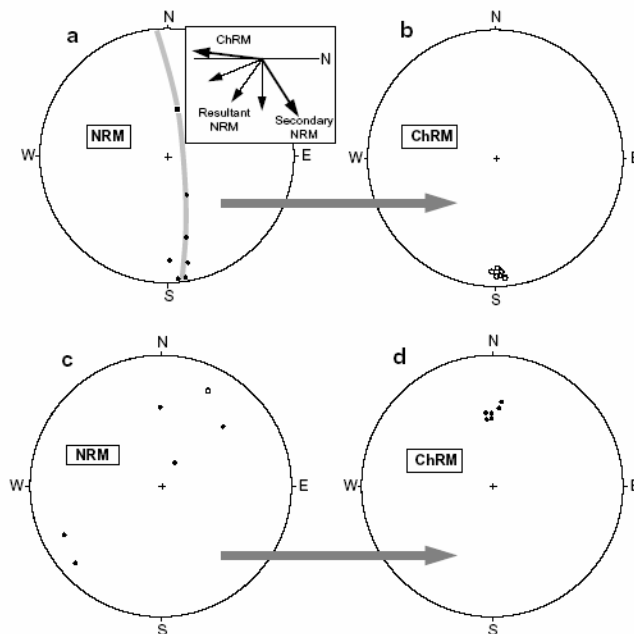


Рис. 4.7. Примеры распределений направлений ЕОН до и после парциального размагничивания. (а) Равноплощадная проекция направлений ЕОН в большой серии образцах

из палеомагнитного горизонта в Мезозойском краснцвеве; квадрат показывает направление современного геомагнитного поля в месте отбора; штриховка указывает большой круг, в котором расположены направления ЕОН; вставка показывает, как сумма разных по величине $ChRM$ и вторичной ЕОН дает результирующие векторы ЕОН, распределенные в плоскости, содержащей в себе эти два вектора. **(b)** Направления $ChRM$, определенные для образцов, показанных на рис. **(a)**, после удаления вторичных компонент ЕОН. **(c)** Равноплощадная проекция направлений ЕОН в группе образцов из палеомагнитного горизонта в миоценовом базальте. **(d)** Направления $ChRM$, определенные по образцам из рис. **(c)**, после удаления вторичных компонент ЕОН.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИНЕРАЛОВ

Знание состава ферромагнитных минералов, содержащихся в изучаемой горной породе, помогает планировать опыты по парциальному размагничиванию и интерпретировать их результаты. Проблема в том, чтобы связать ту или иную компоненту ЕОН (выделенную в результате парциального размагничивания) с конкретным ферромагнитным минералом. Эта информация часто помогает решить, является ли характеристическая ЕОН первичной или вторичной. Существуют три группы методов, применяемые обычно для распознавания ферромагнитных минералов: (1) методы микроскопии, включая оптическую микроскопию, электронное микрозондирование и *SEM* (сканирующая электронная микроскопия); (2) определение температуры Кюри; (3) анализ коэрцитивного спектра. Мы проанализируем ниже некоторые аспекты использования этих методов, рассмотрим некоторые примеры.

Микроскопия

Знание состава ферромагнитных минералов, содержащихся в изучаемой горной породе, помогает планировать опыты по парциальному размагничиванию и интерпретировать их результаты. Проблема в том, чтобы связать ту или иную компоненту ЕОН (выделенную в результате парциального размагничивания) с конкретным ферромагнитным минералом. Эта информация часто помогает решить, является ли характеристическая ЕОН первичной или вторичной. Существуют три группы методов, применяемые обычно для распознавания ферромагнитных минералов: (1) методы микроскопии, включая оптическую микроскопию, электронное микрозондирование и *SEM* (сканирующая электронная микроскопия); (2) определение температуры Кюри; (3) анализ коэрцитивного спектра. Мы проанализируем ниже некоторые аспекты использования этих методов, рассмотрим некоторые примеры.

Микроскопия

Ферромагнитные минералы обычно непрозрачны, и оптические наблюдения требуют микроскопии в отраженном свете. Оптические и *SEM* наблюдения текстур позволяют определять последовательность формирования минералов в породе. Эта информация помогает иногда определять, образовались ли минералы во время формирования горной породы или в результате более позднего химического преобразования. Прямое определение элементного состава при электронном микрозондировании может облегчить идентификацию ферромагнитных минералов, если больше одного минерала выделяется оптическим методом. Примеры микрофотографий приведены на рис. 2.11.

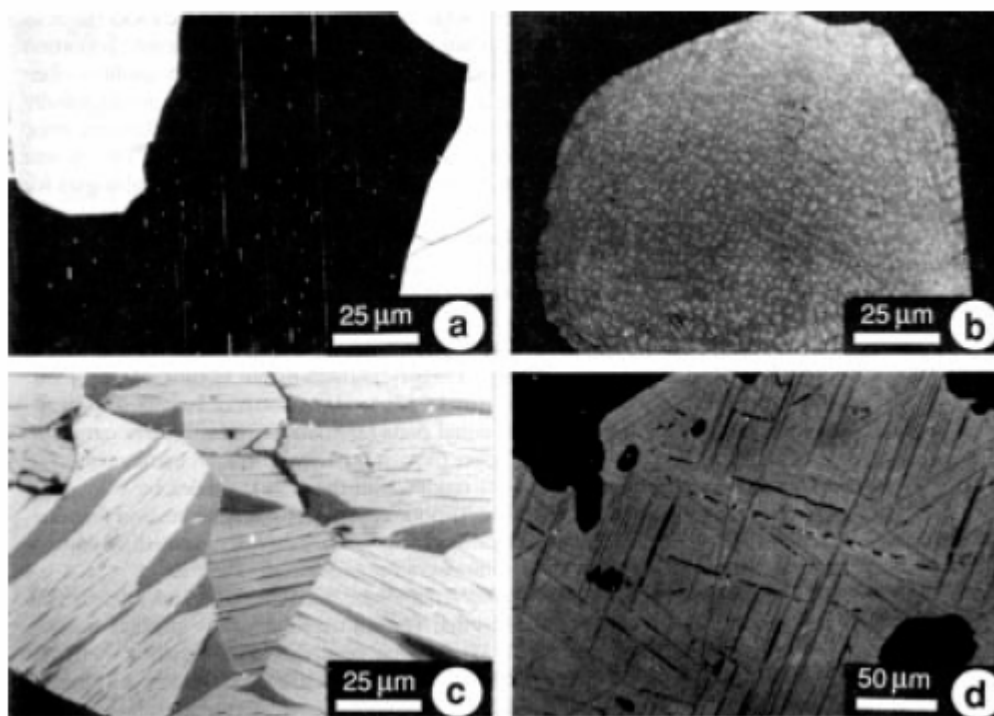


Рис. 2.11. Микрофотографии *FeTi*-окисных минералов. **(а)** Оптическая микрофотография "выпавшего" зерна титаномagnetита, имеющего удлиненную форму (маленькая белая частица), находящегося внутри кристалла плагиоклаза. **(б)** Оптическая микрофотография взаиморастворения частиц магнетита (белых) в пределах (серой) ульвошпинели. **(с)** Оптическая микрофотография богатого титаном титаногематита (темно-серые линзы) внутри светло-серого богатого железом титаногематита. **(д)** Оптическая микрофотография ламели ильменита внутри частицы титаномagnetита; обратите внимание на симметрию плоскостей ильменита, которые параллельны (111) плоскости титаномagnetитового хозяина. Микрофотографии любезно предоставлены S. Haggerty.

Главная трудность в применении оптических и *SEM* наблюдений – низкая концентрация ферромагнитных минералов и их небольшой размер (часто ≤ 1 мкм для однодоменных и псевдооднодоменных частиц). Изверженные горные породы обычно содержат достаточно ферромагнитных минералов, чтобы выполнить оптическое изучение полированных шлифов. Однако оптическое изучение ферромагнитных минералов в осадочных горных породах часто требует их извлечения из породы, что создает неопределенность в оценке репрезентативности таких экстрактов. Для титаномagnetита, размеры однодоменных и псевдооднодоменных частиц (основного носителя остаточной намагниченности) – часто ниже предела оптического разрешения. Часто приходится строить гипотезы о минеральном составе однодоменных и псевдооднодоменных частиц на основе оптических наблюдений более крупной многодоменных частиц. Хотя наблюдения с помощью *SEM* могут в отдельных случаях предоставить важную и даже решающую информацию, они не могут делаться как само собой разумеющееся из-за стоимости и времени, требуемого для подготовки образца.

Определение температуры Кюри

Температуры Кюри ферромагнитных минералов могут быть определены в термомагнитных опытах, выполненных в сильных магнитных полях, в которых намагниченность образца, помещенного в сильное магнитное поле (≥ 1000 Э = 100 мТл), наблюдается по мере увеличения температуры. Для образцов с намагниченностью, обусловленной ферромагнитными минералами (а не парамагнитными и/или диамагнитными

ми минералами), измеренная в сильном поле намагниченность моделирует J_s ферромагнитного минерала(ов). Температуры Кюри (T_c) определяются как точки максимального быстрого уменьшения J_s . Если концентрация ферромагнитных минералов достаточна, эксперимент может быть выполнен непосредственно на образце горной породы. Однако, для многих типов горных пород, определение температуры Кюри требует работы с их магнитной фракцией, смиряясь с сопутствующей неопределенностью техники ее извлечения.

Рис. 4.8 показывает примеры результатов намагничивания в сильном поле. На рис. 4.8а, температура Кюри $\sim 575^\circ\text{C}$ проявляется и при нагревании, и охлаждении. Поскольку эта температура Кюри может указывать как на бедный титаном титаномагнетит, так и на титаногематит состава $x \approx 0.1$, то для полной идентификации минералов требуется дополнительная информация. В этом случае результаты анализа коэрцитивного спектра (обсуждается ниже) указывают, что ферромагнитный минерал это – бедный титаном магнетит.

Рис. 4.8b иллюстрирует термомагнитный результат, где $T_c \approx 200^\circ\text{C}$. Эта температура Кюри может "принадлежать" или титаномагнетиту или титаногематиту (см. рисунки 2.8 и 2.10). Оптические наблюдения и данные электронного микроисследования указывают, что промежуточный титаногематит – доминирующий ферромагнитный минерал в этой магнитной фракции.

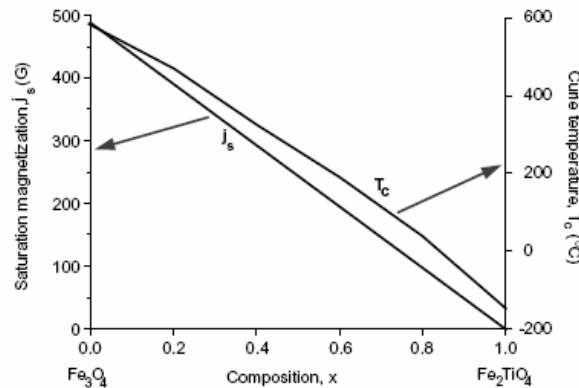


Figure 2.8 Saturation magnetization and Curie temperature for titanomagnetite series. Composition is indicated by parameter x ; the left axis indicates saturation magnetization (J_s); the right axis indicates Curie temperature (T_c). Redrawn after Nagata (1961).

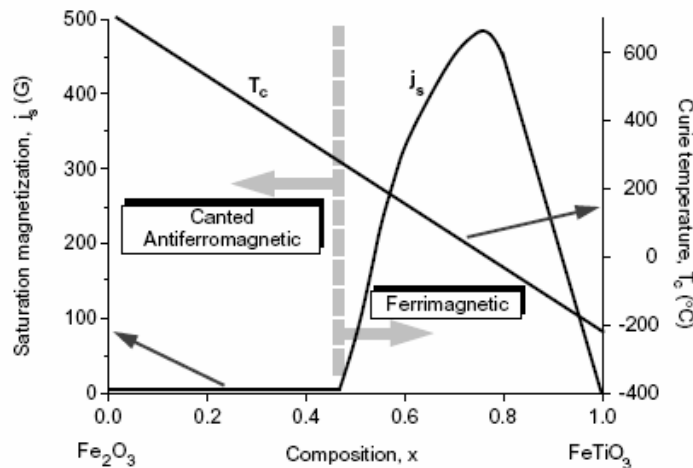


Figure 2.10 Saturation magnetization and Curie temperature for titanohematite series. Composition is indicated by parameter x ; the left axis indicates saturation magnetization (J_s); the right axis indicates Curie temperature (T_c); compositions $x < 0.45$ have canted antiferromagnetic coupling; compositions $0.45 < x < 1.0$ have ferrimagnetic coupling. Modified from Nagata (1961) and Stacey and Banerjee (1974).

Примеры на рисунках 4.8а и 4.8b – простые примеры с единственными температурами Кюри и обратимыми кривыми нагрева и охлаждения. Однако необратимые химические изменения или сложные комбинации ферромагнитных минералов часто обуславливают сложное "терромагнитное" поведение породы, которое трудно интерпретировать. На рис. 4.8с кривые нагрева и охлаждения необратимы, что указывает на то, что необратимость изменения в ферромагнитных минералах обусловлена нагреванием. Некий максимум в процессе намагничивания наблюдается в интервале 225° – 275°C. Этот образец содержит двухфазный пирротин (Fe_7S_8 плюс Fe_9S_{10}). Температура Кюри пирротина равна 320°C, а увеличение J_s при 225°C обусловлено фазой Fe_9S_{10} , изменяющейся от антиферромагнетика при $T < 225^\circ C$ к ферромагнетику в интервале $225^\circ < T < 320^\circ C$. Такие необратимые изменения ферромагнитных минералов и комбинаций ферромагнитных минералов могут чрезвычайно затруднять идентификацию ферромагнитных минералов по результатам терромагнитных анализов в сильном поле.

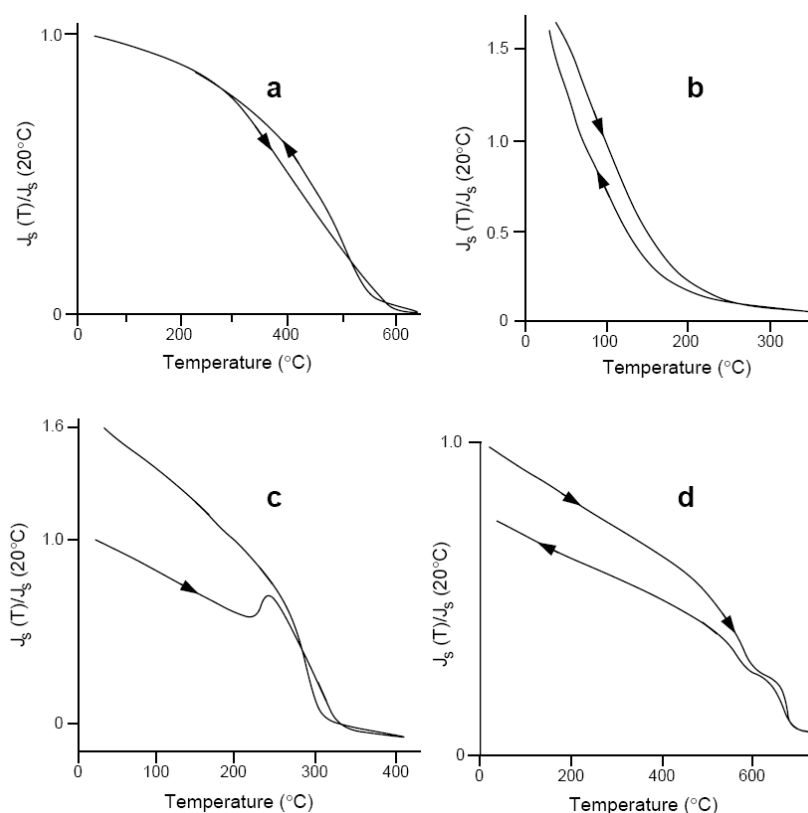


Рис. 4.8. Опыты по терромагнитному анализу в сильных полях. (а) Образец – магнитная фракция плиоценового континентального осадка из северо-западной Аргентины; поле намагничивания было 3000 Э; стрелки указывают направление изменения температурны (нагревание или охлаждение). Согласно Батлеру и др. (J. Geol., v. 92, 623-636, 1984). (b) Образец – магнитная фракция палеоценового континентального осадка северо-западного Нью-Мексико; поле намагничивания было 2000 Э. Согласно Батлеру и Линдсею (J. Geol., v. 93, 535-554, 1985). (c) Терромагнитное поведение магнитной фракции подводных (морских) вулканических горных пород Мелового периода с побережья Перу; поле намагничивания было 3000 Э. Согласно Мэю и Батлеру (Earth Planet. Sci. Lett., v. 72, 205-218, 1985). (d) Образец магнитной фракции из берриасового морского микритического (micritic) известняка из юго-восточной Франции; поле намагничивания было 3000 Э. Из Galbrun'a и Батлера (Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 86, 885-892, 1986).

Пример на рис. 4.8d показывает температуры Кюри 580°C и 680°C, наблюдаемые в магнитной фракции. Вспомогательная информация указывает, что эти температуры Кюри принадлежат магнетиту и гематиту, соответственно. Этот пример предлагается как иллюстрация того, что ферромагнитный минерал с низким j_s (подобно гематиту) может проявиться в присутствии сосуществующего с ним ферромагнитного минерала с намного более сильным j_s (подобно магнетиту). Однако это – нетипичный пример, и он ярко демонстрирует одно из главных ограничений термомагнитного анализа в сильном поле. Поскольку измеренная J_s образца обусловлена минералом с высоким j_s , сосуществующие ферромагнитные минералы с низким j_s часто не проявляются в результатах термомагнитных экспериментов в сильном поле, даже при том, что эти минералы могут нести главную часть ЕОН. В некоторых случаях исследование коэрцитивных спектров помогает преодолеть это ограничение.

Анализ коэрцитивного спектра

Титаномагнетит имеет намагниченность насыщения j_s , достигающую 480 Гс (4.8×10^5 А/м) и микроскопическую коэрцитивную силу, $h_c \leq 3000$ Э (300 мТл). (Подобные h_c наблюдаются для титаногематита в диапазоне состава $0.5 \leq x \leq 0.8$, где он ферромагнитен выше комнатной температуры.) Напротив, гематит имеет j_s только 2-3 Гс ($2-3 \times 10^3$ А/м), но может иметь $h_c \geq 10000$ Э (1 Тл). Подобная же высокая коэрцитивность наблюдается для гетита. Анализ коэрцитивных спектров использует контраст в коэрцитивной силе между титаномагнетитом и гематитом и гетитом, чтобы обнаружить гематит (или гетит), сосуществующий с более сильными ферромагнитными минералами.

Обычная процедура анализа коэрцитивного спектра состоит в следующем: (1) создается изотермическая остаточная намагниченность (*IRM*), помещая образец в магнитное поле H некоторой величины; (2) результирующая *IRM* измеряется, и затем (3) процедура повторяется, используя более сильное поле намагничивания. Образец, содержащий только титаномагнетит (или ферромагнитный титаногематит), приобретает *IRM* в полях $H \leq 3000$ Э (300 мТл), но в более высоких полях H никакой дополнительной *IRM* не возникает. Если образец содержит только гематит (или гетит), *IRM* может расти в полях H вплоть до 30000 Э (3 Тл). В образцах, содержащих и титаномагнетит, и гематит (или гетит), *IRM* быстро увеличивается в полях $H \leq 3000$ Э (300 мТл), а затем она продолжает, но более медленно, увеличиваться и в более сильных полях намагничивания. Эта процедура позволяет обнаружить даже небольшие количества гематита (или гетита) при его сосуществовании в образце с более сильным ферромагнетиком – титаномагнетитом.

Довольно часто созданную таким образом *IRM* подвергают затем тепловому размагничиванию. *IRM* уменьшается в процессе теплового размагничивания по мере достижения блокирующих температур ее носителя. Диапазон самого "быстрого" уменьшения *IRM* в ходе теплового размагничивания позволяет оценить температуру Кюри (потому что максимум блокирующих температур всегда – немного ниже, температуры Кюри).

Полезность процедуры анализа коэрцитивного спектра иллюстрируется рис. 4.9. Термомагнитный анализ в сильном поле магнетика, выделенного из известняка раннего мелового периода, проиллюстрирован на рис. 4.9с. Температура Кюри 580°C очевидна, но нет никаких признаков температуры Кюри 680°C, обязанной гематиту. Однако рост *IRM* в образце этого известняка (рис. 4.9а) характеризуется большой скоростью до полей 3000 Э (300 мТл) – за счет магнетита, а затем следует увеличение *IRM* с меньшей скоростью в более высоких полях намагничивания. *IRM*, приобретенная в $H \geq 3000$ Э (300 мТл), обязана присутствию высококоэрцитивного минерала (типа гематита или гетита). Тепловое размагничивание *IRM* для этой горной породы проиллюстрировано

на рис. 4.9b. Большая часть *IRM* удалена при тепловом размагничивании к 580°C (температура Кюри магнетита). Однако, часть *IRM*, приобретенной в $H \geq 3000$ Э (300 мТл), демонстрирует блокирующие температуры до 680°C, ясный признак того, что носителем компоненты с высокой h_c является гематит.

Дополнительный пример приведен на рис. 4.10. Хотя форма кривых роста *IRM* (рис. 4.10a и 4.10b) для этих двух образцов юрского известняка существенно разная, видно, что в носителе *IRM* преобладает высококоэрцитивный минерал. К сожалению, сама по себе техника *IRM*-намагничивания не обеспечивает надежной идентификации таких минералов, как гематит или гетит. Однако тепловое размагничивание *IRM* (рис. 4.10c и 4.10d) демонстрирует температуры блокирования $\leq 100^\circ\text{C}$, указывая тем самым, что доминирующий ферромагнитный минерал здесь – гетит (температура Кюри = 120°C).

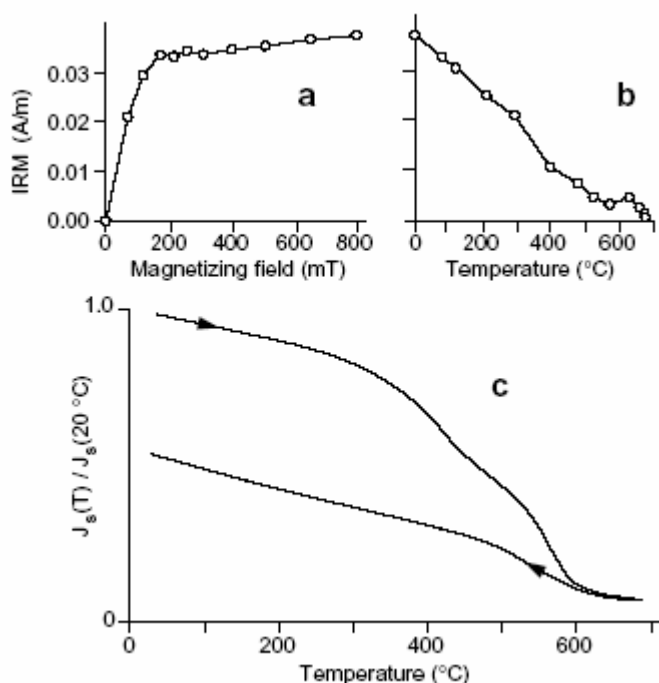


Рис. 4.9. Сравнение результатов анализа коэрцитивного спектра с терромагнитным анализом. **(a)** Приобретение *IRM* образцом серого песчаного морского известняка берриасового возраста из юго-восточной Франции. **(b)** Тепловое размагничивание приобретенной *IRM*. **(c)** Терромагнитные кривые для магнитной фракции этого известняка, намагниченной в сильном поле; поле намагничивания было 2000 Э. Согласно Galbrun и Батлеру (Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 86, 885-892, 1986).

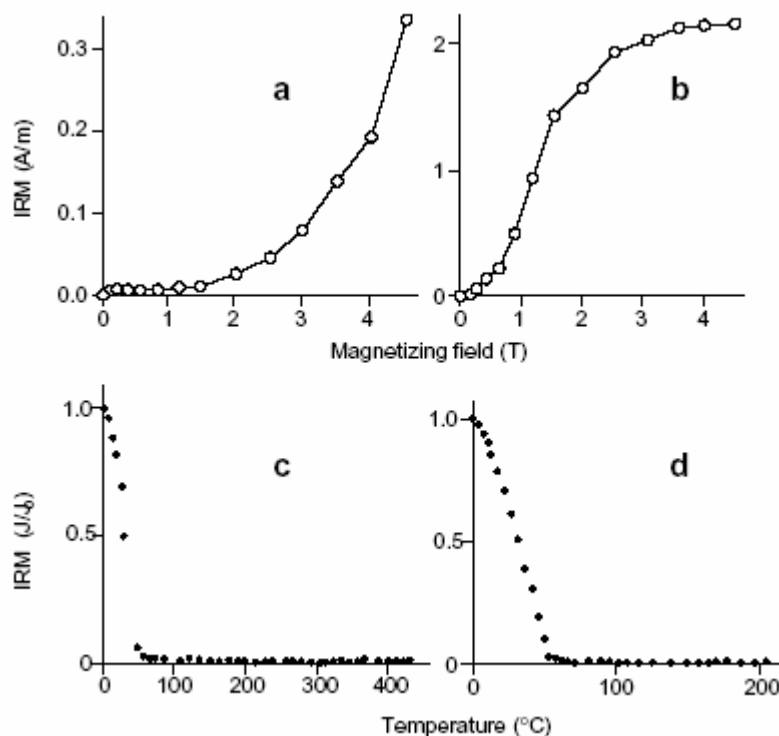


Рис. 4.10. Анализа коэрцитивного спектра двух образцов юрского известняка из Баварии. (а и б) Приобретение *IRM* двумя образцами; обратите внимание на очень высокие коэрцитивности. (с) Тепловое размагничивание *IRM*, приобретенной образцом, показанным в части (а). (д) Тепловое размагничивание *IRM*, приобретенной образцом, показанным в части (б). Согласно Lowrie и Heller (1982).

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

ОБОРУДОВАНИЕ И ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА:

D. W. Collinson, *Methods in Rock Magnetism and Palaeomagnetism*, Chapman and Hall, London, 503 pp., 1983.

Глубокий анализ приборов и лабораторных методов палеомагнетизма.

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА:

S. Marshak and G. Mitra, *Basic Methods of Structural Geology*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, N. J., 446 pp., 1988.

В Главе 4 рассмотрены стереографическая и равноплощадная проекции.

АНАЛИЗ КОЭРЦИТИВНОГО СПЕКТРА:

D. J. Dunlop, *Magnetic mineralogy of unheated and heated red sediments by coercivity spectrum analysis*, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 27, 37–55, 1972.

Эта публикация знакомит нас с палеомагнитной техникой и показала ее полезность.

W. Lowrie and F. Heller, *Magnetic properties of marine limestones*, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 20, 171–192, 1982.

Многочисленные приложения анализа коэрцитивных спектров.

УПРАЖНЕНИЯ

4.1. Палеомагнитные характеристики образца и его намагниченности (используем соглашения рисунка 4.3): отклонение оси + *Z* от вертикали *hade* = 47°; азимут горизонтальной проекции оси + *X* = 310°. Объем образца = 11.2 см³. Лабораторные измерения дали следующие компоненты остаточного магнитного момента этого образца:

$$M_x = -1.2 \times 10^{-3} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$$

$$M_y = -2.3 \times 10^{-3} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$$

$$M_z = -1.8 \times 10^{-3} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$$

- a.** Вычислить величину ЕОН (в Гс) и направлении ЕОН в координатах образца (J_s , D_s).
- b.** Нанести J_s и D_s на равноплощадной проекции.
- c.** Используя процедуры, показанные на рисунке 4.5, определите направление ЕОН (J , D) в географических координатах.

4.2. В следующих заданиях направление ЕОН дано в географических координатах наряду с залеганием падающих слоев, к которым принадлежал участок отбора. Нанесите направление ЕОН на равноплощадную проекцию. Затем, используя процедуры, показанные на рис. 4.6 (с небольшими модификациями), определите “структурно исправленное” направление ЕОН, отвечающее восстановленной горизонтальности слоев.

a. $J = -2^\circ$, $D = 336^\circ$, падение слоев = 41° , азимут падения = 351° (простираание = 81°).

b. $J = 15^\circ$, $D = 227^\circ$, падение слоев = 24° , азимут падения = 209° (простираание = 299°).

4.3. Теперь рассмотрите более сложную ситуацию, когда местом отбора было погружающееся крыло складки. На восточном крыле антиклинали направление для ЕОН найдено: $J = 33^\circ$, $D = 309^\circ$. Залегание пластов места отбора: наклонение = 29° , простираание = 210° (азимут падения = 120° , а нормаль к пластам имеет азимут – 300° , наклонение – 61°). Простираание и падение антиклинальной оси: простираание = 170° , падение = 20° . Определите направление ЕОН для этого места отбора после структурной коррекции. Намек: Сначала исправьте направление ЕОН (и нормали к пластам) для погружающегося крыла антиклинали. Затем выполните структурную коррекцию направления ЕОН, возвращая слои к горизонтальному направлению.

4.4. Ферромагнитные минералы в двух образцах горной породы – окислы $FeTi$. Используя данные, приведенные ниже, и свойства $FeTi$ -окислов, описанные в Главе 2, определите ферромагнитные минералы. Для титаномагнетита или титаногематита оцените приблизительно параметр состава x .

a. Сильно-полевой термомагнитный анализ указывает доминирующую температуру Кюри $T_c = 420^\circ\text{C}$. IRM -намагничивание дало коэрцитивный спектр с $h_c < 3000$ Э. С каким ферромагнитным минералом мы здесь столкнулись?

b. Сильно-полевой термомагнитный анализ показывает поведение, идентичное таковому на рис. 4.8b, с температурой Кюри $T_c = 200^\circ\text{C}$. Кроме того, данные электронного микроисследования указывают присутствие FeO , Fe_2O_3 , и TiO , как на рисунке 4.11. К сожалению, данные электронного микроисследования не очень эффективны в определении отношения $Fe_2O_3 : FeO$ (размещение левой или правой на $TiO-FeO-Fe_2O_3$ тройной диаграмме). Соответственно, данные микроисследования дают большую неопределенность для величины отношения $Fe_2O_3 : FeO$. Однако микроисследование эффективно в определении величины отношения $TiO : (Fe_2O_3 + FeO)$ (расстояние от основания в сторону вершины $TiO-FeO-Fe_2O_3$ тройной диаграммы). С этими данными идентифицируйте ферромагнитный минерал.

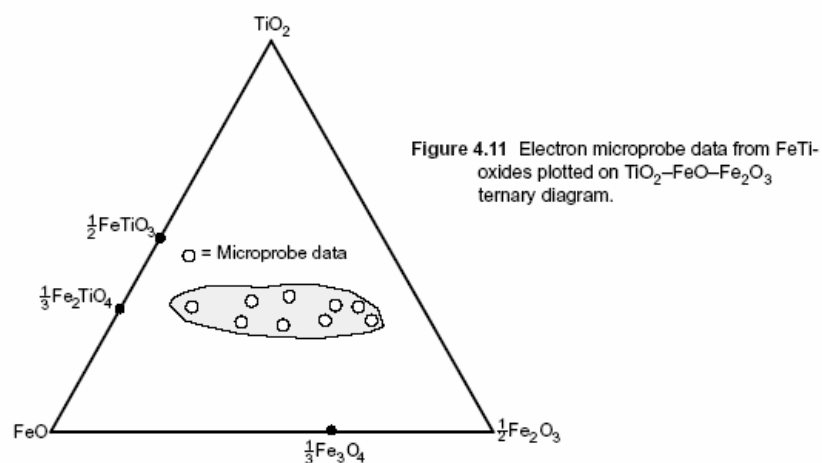


Рис. 4.11. Результаты электронного микроисследования *FeTi*-окислов на $\text{TiO}_2\text{--FeO--Fe}_2\text{O}_3$ тройной диаграмме

ГЛАВА 5. ПАЛЕОМАГНИТНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ

Фундаментальные принципы, которые мы рассмотрели выше, позволяют оценить важность выделения характеристической *NRM* подходящим удалением вторичной *NRM*. Здесь изложены теория и способы применения тестов палеомагнитной стабильности. Эксперименты по парциальному размагничиванию пород для выделения *ChRM* выполняются в лаборатории. Хотя иногда они и понимаются ошибочно как "чудо", все эти лабораторные процедуры хорошо научно обоснованы в теории магнетизма горных пород. Полевые тесты палеомагнитной стабильности могут иногда обеспечивать решающую информацию о возрасте *ChRM*, а этот вопрос – основа палеомагнитных исследований. Недостаточное понимание природы тестов палеомагнитной стабильности часто мешает пониманию и палеомагнетизма в целом со стороны геологов. Материал этой главы должен в значительной степени устранить это препятствие.

МЕТОДЫ ПАРЦИАЛЬНОГО РАЗМАГНИЧИВАНИЯ

В этом разделе излагаются теория и практика размагничиваний: температурного и переменным магнитным полем. Будучи и прежде центральной частью палеомагнитных исследований, анализ данных парциального размагничивания стал теперь более изощренным благодаря доступности компьютерных систем для анализа данных. Понимание современного палеомагнетизма требует хорошего знакомства с аналитическими методами, которые используются при расшифровке структуры потенциально сложной многокомпонентной *NRM*. Чтобы показать внедрение теории и методов в практику, этот раздел заканчивается некоторыми практическими примерами.

Теория размагничивания переменным полем

Фундаментальная процедура размагничивания переменным магнитным полем (ПМП) состоит в том, чтобы подвергнуть образец воздействию переменного магнитного поля. Форма переменного магнитного поля – синусоида с линейным уменьшением амплитуды со временем. Максимальная амплитуда этого размагничивающего ПМП может быть обозначена H_{AF} и форма "сигнала" схематично представлена на рис. 5.1а.

Типичные инструменты позволяют выполнять размагничивание ПМП (*AF*-размагничивание) с максимальной H_{AF} до 1000 Э (100 мТл). Частота синусоидального поля обычно – 400 Гц, и время уменьшения поля от максимальной величины до нуля составляет ~1 мин. Большинство установок для *AF*-размагничивания использует реверсивный механизм, который вращает образец внутри нескольких взаимно вложенных шестеренок. Реверсивный механизм разработан так, чтобы обеспечить последовательное попадание всех осей образца в направление оси катушки размагничивания. Реверсивный механизм, таким образом, обеспечивает размагничивание образца вдоль всех осей в течение единственного акта размагничивания.

Основы теории размагничивания переменным полем можно объяснять при помощи рис. 5.1b, дающим увеличенный фрагмент убывающего переменного поля. Предположим, что магнитное поле в точке 1 (рис. 5.1b) имеет величину (в пике) 200 Э (20 мТл) и что мы произвольно определяем это направление как "положительное" (вверх). Магнитные моменты всех частиц в образце с $h_c \leq 200$ Э (20 мТл) будут направлены по полю. Затем магнитное поле переходит через ноль и достигает максимума в противоположном направлении. Если величина синусоидального магнитного поля убывает на 1 Э за каждую половину цикла, то поле в точке 2 будет уже 199 Э (19,9 мТл) и направ-

лено "вниз", а магнитные моменты всех частиц с $h_c \leq 199$ Э (19,9 мТл) будут направлены вниз. После точки 2 магнитное поле опять пройдет через ноль и увеличится до 198 Э (19,8 мТл) в направлении "вверх" (точка 3). Теперь все частицы с $h_c \leq 198$ Э (19,8 мТл) имеют магнитные моменты, направленные вверх.

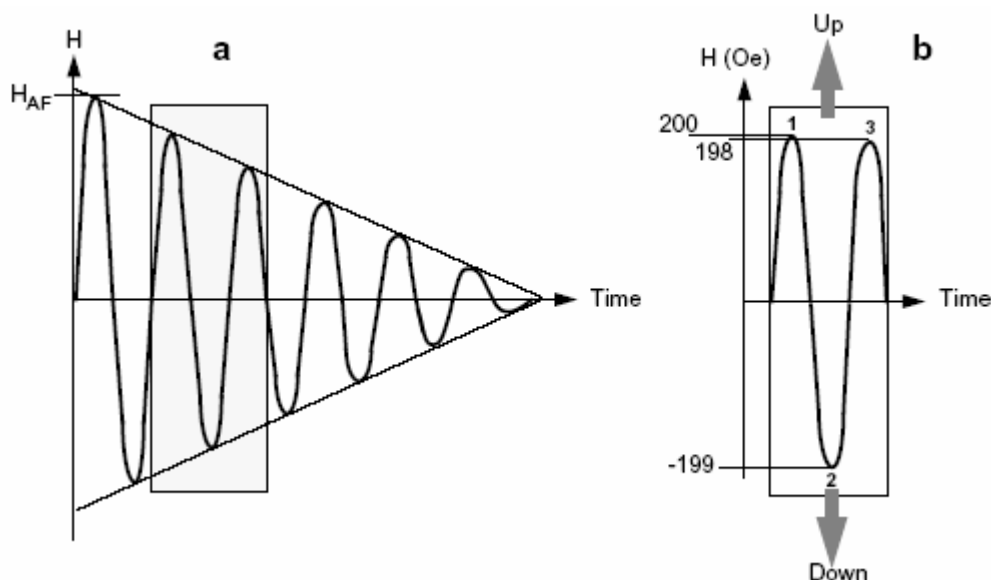


Рис. 5.1. Схематическое представление размагничивания переменным полем. (а) Обобщенная форма "волны" магнитного поля, используемого при размагничивании переменным магнитном поле (ПМП): зависимость магнитного поля от времени. Форма поля – синусоида с линейно уменьшающейся амплитудой; максимальная амплитуда магнитного поля (амплитудное значение поля) равна H_{AF} ; заштрихованная область приведена в увеличенном масштабе на рис. (б).

(б) Детализация части формы убывающего размагничивающего переменного поля. Два последовательных пика и промежуточный минимум магнитного поля показаны как функция времени; пиковое поле в точке 1 – 200 Э; пиковое поле в точке 2 – 199 Э; пиковое поле в точке 3 – 198 Э.

При переходе от точки 1 в точку 3 результирующее изменение магнитного состояния состоит в том, что частицы, h_c которых лежит в интервале от 199 до 200 Э (от 19,9 до 20 мТл), сохранили магнитные моменты, направленными "вверх", в то время, как в частицах с h_c между 198 и 199 Э (19,8 до 19,9 мТл) магнитные моменты направлены "вниз". Полные магнитные моменты частиц в этих двух h_c -интервалах приблизительно компенсируют друг друга. Таким образом, чистый вклад в NRM всех частиц с $h_c \leq H_{AF}$ будет разрушен; только часть NRM , которую несут зёрна с $h_c \geq H_{AF}$, сохраняется в образце. Поскольку вращающее устройство "подставляет" все оси образца полю размагничивания, NRM , содержащаяся во всех частицах с $h_c \leq H_{AF}$, оказывается хаотизирована (размагничена). Таким образом, размагничивание переменным полем может использоваться, чтобы "стереть" NRM , которую несут зёрна (частицы) с коэрцитивностями, меньшими, чем пиковая величина размагничивающего поля.

Размагничивание переменным полем часто эффективно удаляет вторичную NRM и оставляет характеристическую NRM ($ChRM$) в горных породах, где основным ферромагнитным минералом является титаномагнетит. В таких горных породах носителем вторичной NRM являются преимущественно многодоменные частицы, в то время как за $ChRM$ ответственны однодоменные или псевдооднодоменные частицы. Многодоменные частицы имеют h_c преимущественно ≤ 200 Э (20 мТл), в то время как однодоменные и псевдооднодоменные частицы имеют более высокие h_c . Размагничивание пере-

менным полем, таким образом, может удалять вторичную *NRM*, которую несет зёрна с низкой h_c , и оставлять *ChRM* незатронутым. Размагничивание переменным полем – удобная техника, благодаря скорости и простоте выполнения и, таким образом, обычно предпочитается другим методам, когда является эффективным.

Теория температурного размагничивания

Процедура температурного размагничивания включает нагревание образца породы до все более высоких температур (T_{demag}) вплоть до температуры Кюри входящих в нее ферромагнитных минералов с последующим его охлаждением до комнатной температуры в нулевом магнитном поле. Операция приводит к тому, что все частицы с блокирующими температурами (T_B) $\leq T_{\text{demag}}$ приобретают “термоостаточную намагниченность” в $H = 0$, в результате чего *NRM*, которую несут эти частицы, стирается. Другими словами, намагниченность всех частиц, для которых $T_B \leq T_{\text{demag}}$, хаотизирована, подобно тому, как было с частицами с низкой h_c при размагничивании переменным полем.

Теория удаления вторичной *NRM* (обычно это вязкая остаточная намагниченность, *VRM*) парциальным температурным размагничиванием иллюстрирована на диаграмме v - h_c на рис. 5.2. Как описано при обсуждении вязкой остаточной намагниченности, однодоменные частицы с малыми временами релаксации τ , могут приобретать вязкую остаточную намагниченность, в то время как однодоменные частицы с большими τ устойчивы против приобретения вязкой остаточной намагниченности. При анализе *TVRM* в Главе 3 показано, что однодоменные частицы с малыми τ также имеют низкие T_B , и это – фундаментальный принцип, лежащий в основе парциального температурного размагничивания. Линии равных τ на диаграмме v - h_c являются также и линиями равных T_B , и однодоменные частицы, которые несут основную часть вязкой остаточной намагниченности, также имеют низкие T_B . Эта ситуация схематично представлена на рис. 5.2а. Эффективность теплового размагничивания в удалении вязкой остаточной намагниченности станет ясной, если понять, что нагрев до T_{demag} приводит к тому, что в частицах с $T_B \leq T_{\text{demag}}$, которые несли *VRM*, эта вязкая намагниченность будет стерта, а *ChRM*, которую несут частицы с большими τ (и, значит, с более высокими T_B), останется незатронутой.

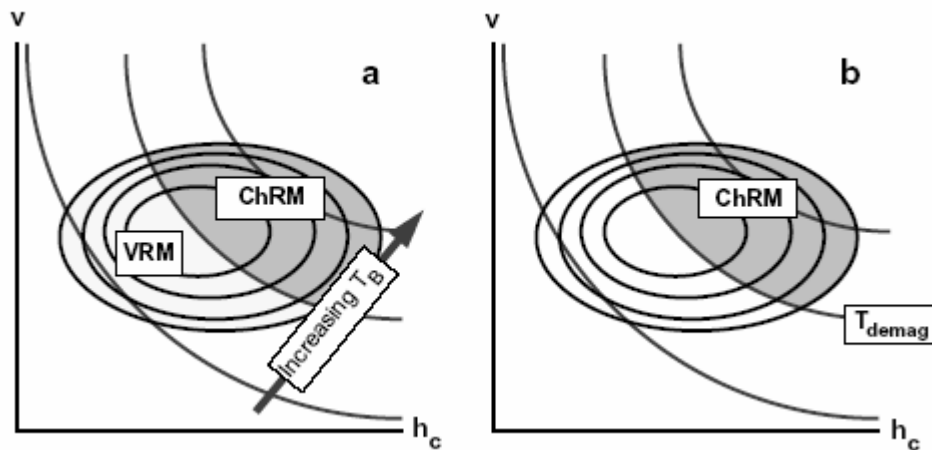


Рис. 5.2. Схематическое объяснение теплового размагничивания. (а) Диаграмма: *объем частицы* (v) – *микроскопическая коэрцитивная сила* (h_c), – для гипотетического ансамбля однодоменных частиц. Замкнутые линии – изолинии концентрации однодоменных частиц; разомкнутые линии – контуры τ (и T_B) для их значений, увеличивающихся снизу слева направо; вязкую остаточную намагниченность несут преимущест-

венно частицы с малыми τ и низкими T_B ; эти частицы занимают на диаграмме незаштрихованную область внизу слева; зёрна с большими τ и высокими T_B несут преимущественно *ChRM*; эти частицы занимают заштрихованную область. **(b)** После температурного размагничивания нагревом до температуры $T_{\text{demag}} NRM$ в однодоменных частицах с $T_B < T_{\text{demag}}$ стерта. В образце остается только *ChRM*, сохранившаяся в однодоменных частицах с более высокими T_B .

Из вышеописанных процедур размагничивания переменным полем и температурой ясно, почему размагничивание переменным полем обычно не в состоянии удалять вторичные компоненты *NRM* гематитсодержащих горных пород. Для зёрен, несущих вторичную *NRM* в гематитсодержащих горных породах, характерны низкие τ , вытекающие из низкого произведения $v h_c$. Частицы с высокой h_c , но маленьким объемом v , могут нести вторичную *NRM*. Однако намагниченность этих частицы не может быть стерта при размагничивании переменным полем, потому что их коэрцитивная сила, вероятней всего, будет превышать максимальное доступное поле H_{AF} . Поэтому в горных породах, где гематит – доминирующий ферромагнитный минерал, удаление вязкой остаточной намагниченности неизменно требует температурного размагничивания.

Химическое размагничивание

Травление горных пород в разбавленной кислоте (обычно в соляной) постепенно растворяет *FeTi*-окислы. Травление образцов горной породы кислотой в течение прогрессивно увеличивающихся интервалов времени называется химическим размагничиванием. Благодаря высокому отношению площади поверхности к объему для малых частиц, химическое размагничивание удаляет преимущественно малые частицы. Техника эффективна для удаления гематитового пигмента и микрокристаллического гематита в красноцветных осадках. Это селективное удаление именно мелкозернистого гематита означает, что химическое размагничивание будет удалять вторичную *NRM*, которую обычно и несут эти зёрна в красноцветных осадках. Химическое размагничивание и температурное размагничивание обычно выполняют одно и то же удаление вторичной *NRM*, оставляя *ChRM*. Поскольку химическое размагничивание, по сути, – грязный и отнимающий много времени процесс, температурное размагничивание – более предпочтительная техника.

Методы "поступенного" размагничивания

В этом разделе, мы обратимся к следующим вопросам:

1. Как подобрать наилучшую технику размагничивания, чтобы выделить *ChRM* в конкретной коллекции образцов?
2. Каким следует выбрать уровень размагничивания (H_{AF} или T_{demag}), чтобы выделить *ChRM*?

Эксперименты по постепенному размагничиванию предназначены дать ответы на эти важные вопросы. Эти эксперименты обычно выполняются вслед за измерением *NRM* всех образцов коллекции. Распределения направлений *NRM* обеспечивают информацию о вероятных вторичных компонентах, в то время как знание ферромагнитной минералогии может указывать, какая техника размагничивания обеспечит наилучшее разделение компонент *NRM*.

Общая процедура постепенного размагничивания состоит в последовательном (все более сильном) размагничивании образца, с одновременным измерением остающейся *NRM* после каждого шага размагничивания. Обычная процедура применяет постепенное размагничивание переменным полем к одним образцам и постепенное температурное размагничивание к другим. Эта процедура позволяет выполнять сравнение

результатов, полученных двумя методами. Целью исследований является выявить компоненты *NRM*, несомые ферромагнитными частицами, коэрцитивность (жесткость) или блокирующие температуры которых лежат в том или ином интервале. Сопротивление размагничиванию часто характеризуется в терминах стабильности *NRM*, с компонентами низкой стабильности (легко размагничиваемыми) и компонентами высокой стабильности (удаляемыми только высокими уровнями размагничивания).

Адекватное описание компонент *NRM* обычно требует "поступенного" (ступенями) размагничивания как минимум в восемь или десять шагов. Конкретные ступени (уровни) размагничивания обычно подбираются эмпирическим путем. Однако в общем случае коэрцитивности распределены лог-нормально, так, что вначале используются малые приращения (шаги) амплитуды размагничивающего переменного поля, а затем они делаются все большими (при больших амплитудах). Типичная последовательность начальных амплитуд переменного поля такова: 10, 25, 50, 100, 150, 200, 300, 400, 600, 800, и 1000 Э.

При температурном размагничивании температурные шаги распределены между комнатной температурой и температурой Кюри. Типичная стратегия состоит в том, чтобы использовать температурные шаги в 50°C или 100°C при низких температурах, но уменьшать шаги (иногда до всего 5°C) при приближении (в пределах 100°C) к температуре Кюри. Конечным результатом подобного размагничивания является набор измерений величины *NRM*, остающейся после увеличивающихся уровней размагничивания. Анализ этих данных требует способов отображения последовательных изменений и направления, и величины *NRM*.

Графические представления

Чтобы рассказать о различных методах графического представления результатов, рассмотрим пример результатов размагничивания, показанных на идеализированной трехмерной диаграмме на рис. 5.3. Хотя и сильно упрощенно, этот пример отображает фактические наблюдения, типичные для обычной двухкомпонентной *NRM*. Каждый вектор *NRM* помечен номером, обозначающим уровень размагничивания, точка 0 указывает *NRM* до размагничивания. В ходе размагничивания на уровнях от 1 до 3 остающаяся *NRM* изменяет и направление, и величину, поскольку удаляется компонента низкой стабильности. Эта низкостабильная компонента *NRM* изображена штриховой стрелкой на рис. 5.3 и может быть определена векторным вычитанием

$$NRM_{0-3} = NRM_0 - NRM_3, \quad (5.1)$$

где *NRM*₀ и *NRM*₃ – величины *NRM* после 0-го и 3-го шагов размагничивания.

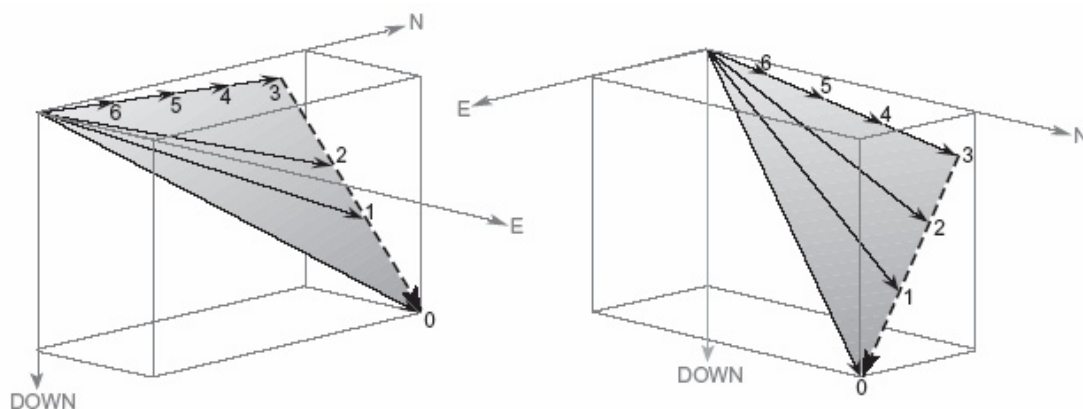


Рис. 5.3. Пространственная диаграмма вектора *NRM* в ходе последовательного размагничивания. Показаны географические оси; сплошные стрелки показывают вектор *NRM* в ходе размагничивания на уровнях 0 до 6; штриховая стрелка - низкостабильная компонента *NRM*, удаленная в ходе размагничивания на уровнях 1 до 3; в ходе размагничивания на уровнях 4 – 6, высокостабильная компонента *NRM* уменьшается по величине, но не изменяются по направлению.

В ходе размагничивания на уровнях 4 до 6, остающаяся *NRM* не изменяется по направлению, но уменьшается по величине. Эта высокостабильная компонента успешно выделена размагничиванием уже на уровне 3 и если это же наблюдается для достаточного числа образцов, то она может быть принята в качестве *ChRM*. Отметим, что конец вектора *NRM* описывает линию, ведущую в начало координат в ходе размагничивания на уровнях 4 – 6. Анализ линейной траектории движения конца вектора к началу координат дает основания для заключения, что высокостабильная компонента *NRM*, наконец, выделена.

Для анализа результатов поступенного размагничивания требуются графические методы, которые дают возможность отображать изменения трехмерных векторов на двухмерной странице. Каждый из таких графических методов основан на проецировании некоторого специального вида, и все они имеют свои достоинства и ограничения.

Информация по поступенному размагничиванию, которая содержится в рисунке 5.3, представлена и на рис. 5.4, воспроизводящем приемы отображения, которые широко использовались до середины 1970-ых. Равноплощадная проекция используется, чтобы показать направление вектора *NRM* (рис. 5.4а), в то время как для изменения величины *NRM* строится отдельный график (рис. 5.4б). Направление *NRM* изменяется между шагами (уровнями) 0 и 3 и остается постоянным в ходе последующего размагничивания на шагах 3 до 6. Однако построение отдельных графиков для направления и величины делает визуализацию отдельных компонент *NRM* довольно трудной.

Результаты поступенного размагничивания теперь обычно показываются с помощью одной из нескольких форм векторных компонентных диаграмм (ортогональных проекций). Эта техника была разработана Зийдervельдом (Zijderveld, см. список Предложенного Чтения), и диаграмма называется диаграммой Зийдervельда. Достоинством векторной диаграммы является ее способность отобразить информацию о направлении и величине намагниченности на едином (одном и том же) графике посредством проецирования ее вектора на две ортогональные плоскости. Однако чтобы понять эти диаграммы, потребуется время и внимание. Почти все научные статьи по палеомагнетизму последнего десятилетия содержат, по крайней мере, одну векторную компонентную диаграмму. Так что для понимания современного палеомагнетизма требуется понимание основных принципов этой графической техники. Займемся теперь объяснением векторных компонентных диаграмм.

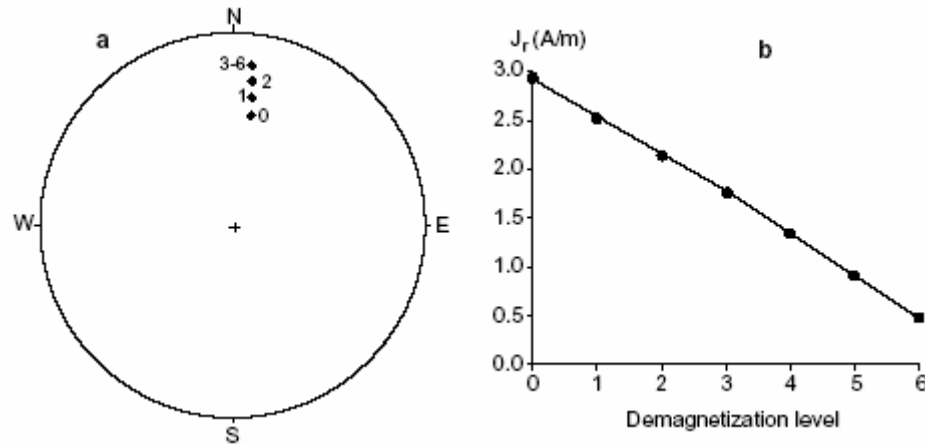


Рис. 5.4. Равноплощадная проекция и график величины NRM для результатов поступенного размагничивания. **(а)** Равноплощадная проекция направления NRM . Числа возле точек, указывающих направления NRM , указывают уровень (шаг) размагничивания; направление NRM изменяется между уровнями 0 и 3, но остается постоянным между уровнями 3 и 6. **(б)** величина NRM как функция "уровня" размагничивания. Небольшое изменение наклона кривой происходит на уровне размагничивания (шаге) 3.

В векторной компонентной диаграмме основание вектора NRM помещается в начало декартовой системы координат, и весь вектор проецируется на две ортогональных плоскости. Расстояние каждой точки графика от начала координат пропорционально величине вектора NRM , проецируемого на эту плоскость. Чтобы построить векторную компонентную диаграмму, намагниченность NRM , измеряемая на всех стадиях его изменения в ходе поступенного размагничивания, разлагается на северную (N), восточную (E) и вертикальную (вниз) компоненты:

$N_i = NRM_i \cos I_i \cos D_i$,	(5.2)
$N_i = NRM_i \cos I_i \sin D_i$,	(5.3)
$N_i = NRM_i \sin I_i$,	(5.4)

где NRM_i – величины вектора NRM_i , а I_i и D_i – наклонение и склонение NRM_i .

Рис. 5.5 демонстрирует построение векторной компонентной диаграммы для данных размагничивания с рис. 5.3. На рисунке 5.5а, на плоскость нанесены горизонтальные проекции (пары N_i и E_i) семи векторов NRM ; каждая точка данных отражает местоположение конца вектора NRM , проецируемого на горизонтальную плоскость (отсюда и название: vector end point diagram – *точечная диаграмма концов вектора*). Как пример, горизонтальная проекция NRM_3 показана жирной "заштрихованной" стрелкой. Угол между северной осью и линией, идущей из начала координат в каждую точку данных – склонение вектора NRM для этого уровня размагничивания.

Если рассмотреть рис. 5.5а более тщательно, можно заметить, что точки от 0 до 3 – коллинеарны (лежат на одной прямой), и связывающая их линия (траектория) не проходит через начало координат. Точки от 3 до 6 – также коллинеарны, но траектория этих точек, напротив, проходит через начало координат. Эти две линии горизонтальной проекции на рис. 5.5а – первый признак того, что данные нашего поступенного размагничивания выявляют существование двух отдельных компонент NRM , из которых одна удаляется между уровнями от 0 до 3 (= NRM_{0-3}), а другая – между уровнями от 3 до 6. Фактически, светлая заштрихованная стрелка на рис. 5.5а – горизонтальная

проекция этапов NRM_{0-3} , в то время как темная заштрихованная стрелка – горизонтальная проекция компоненты $ChRM$, выделенной размагничиванием уже на шаге 3.

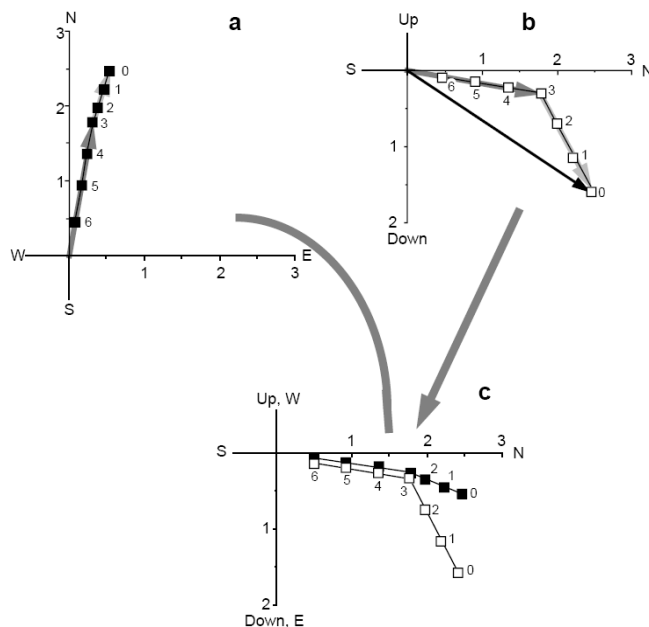


Рис. 5.5. Построение векторной компонентной диаграммы. **(а)** Проектирование вектора NRM , показанного на рис. 5.3 на горизонтальную плоскость. Масштаб на осях взят в A/m ; светлая заштрихованная стрелка – горизонтальная проекция вектора NRM , удаленного в ходе размагничивания на уровнях 1 до 3; жирная пунктирная стрелка – проекция вектора NRM , остающегося на уровне 3. **(б)** Проектирование вектора NRM на вертикальную плоскость, сориентированную с севера на юг. Сплошная стрелка – вертикальная проекция вектора NRM до размагничивания; светлая заштрихованная стрелка – проекция вектора NRM , удаленного в ходе размагничивания на уровнях 1 до 3; темная заштрихованная стрелка – проекция вектора NRM , остающегося на уровне 3. **(с)** Горизонтальные и вертикальные проектирования, объединенные в единую векторную компонентную диаграмму. Черные точки показывают проекции концов вектора на горизонтальную плоскость; полые точки показывают проекции концов вектора на вертикальную плоскость; числа возле точек – уровни размагничивания.

Вторая проекция, необходимая для полного описания данных об NRM , лежит в вертикальной плоскости. На рис. 5.5b вертикальная компонента вектора NRM на каждом уровне размагничивания "объединена" с северной компонентой. Соответствующая вертикальная проекция NRM_0 показана черной стрелкой, в то время как вертикальная проекция NRM_3 показана густо заштрихованной. Рис. 5.5b представляет собой картину, получаемую, если смотреть с востока на запад на вертикальную плоскость, соединяющую север с югом (меридиональную плоскость). Вертикальную компоненту можно показывать в проекции на вертикальную плоскость, соединяющую либо севером с югом (как в случае выше), либо восток с западом. Вертикальная плоскость "север–юг" (с северной осью в качестве абсциссы) для рис. 5.5b выбрана потому, что эта вертикальная плоскость ближе к проектируемому вектору.

На рис. 5.5b разделение двух компонент NRM ясно демонстрируется изменением наклона "траектории" конца вектора NRM на шаге 3. Точки от 0 до 3 лежат на одной прямой, но прямая, соединяющая эти точки, не проходит через начало координат. Вертикальная проекция низкостабильной компоненты, удаленной (вычищенной) в этом интервале, показана светлой заштрихованной стрелкой на рис. 5.5b. Точки от 3 до 6 также коллинеарны, и траектория этих точек включает в себя начало координат, что должно интерпретироваться как удаление единственного вектора с постоянным на-

правлением. Этот вектор является, конечно, компонентой *ChRM*, вертикальная проекция которой показана темной заштрихованной стрелкой.

Важность анализа формы траектории конца вектора, заканчивающейся в начале координат векторной компонентной диаграммы (диаграммы Зийдervельда), не может быть переоценена. Это – принципиальное наблюдение, свидетельствующее, что удаляется единственный вектор, постоянный по направлению (например, рис. 5.3, уровни от 3 до 6). Когда наблюдается линейный тренд точек конца *NRM* в начало координат, можно говорить об успешном удалении низкостабильной компоненты *NRM*, обеспечивающем выделение высокостабильной *ChRM*.

Наклонение компоненты *ChRM* можно определить по величине угла между осью *N* и линией, проходящей через точки 3 – 6, т. е. по видимому наклонению $I_{\text{вид}}$, которое связано с истинным наклонением I формулой:

$$\tan I = \tan I_{\text{вид}} \cdot |\cos D|, \quad (5.5)$$

где $|\cos D|$ – абсолютная величина $\cos D$. Наклонение низкостабильной компоненты можно определить аналогично; оно тоже равно видимому наклонению на рис. 5.5b. Направление низкостабильной компоненты для этого примера: $I \approx 60^\circ$, $D \approx 18^\circ$.

Последний шаг в построении векторной компонентной диаграммы объединяет эти две проекции в единую диаграмму, как на рис. 5.5с, где показаны только проекции концов вектора на горизонтальную и вертикальную плоскости. Эта диаграмма содержит два набора осей координат, оба соответствующим образом маркированы. В подписи к рисунку сказано, что "сплошные" точки данных это – проекции на горизонтальную плоскость, в то время как полые точки – проекция на вертикальную плоскость. Это – общая форма векторной компонентной диаграммы, но существуют и много разновидностей. Никаких строгих соглашений для векторных компонентных диаграмм не существуют, так что каждый раз необходимо читать подписи к рисункам и обозначения весьма тщательно! Далее, мы в векторных компонентных диаграммах горизонтальные проекции будем всегда показывать сплошными точками, а для вертикальных использовать полые точки.

Согласно примеру с рисунка 5.5, возможность с помощью векторной компонентной диаграммы показать разделенные компоненты *NRM* очевидна. Однако эта техника имеет ограничения, которые необходимо иметь в виду. Если удаляется компонента *NRM*, перпендикулярная одной из плоскостей проецирования, эта компонента никак не наблюдается на соответствующей плоскости. Однако удаляемая компонента видна при проектировании на ортогональную плоскость. Например, если удаляется компонента *NRM*, направленная точно на восток, то проекция на *север–юг* ориентированную вертикальную плоскость вырождается в единственную точку. Однако удаление этой направленной на восток компоненты проявляется очень наглядно в проекции на горизонтальную плоскость. Вывод: обе проекции должны тщательно исследоваться. Если забыть, что эти диаграммы являются геометрическим образом все-таки трехмерной информации, то это может вести к серьезным ошибкам.

На рис. 5.6 приведена альтернативная форма векторной компонентной диаграммы, в ней использована информация по размагничиванию с рис. 5.3. На этой диаграмме горизонтальное проецирование (рис. 5.6a) выполнено так же, как на рис. 5.5a. Северная и восточная оси здесь проведены также и через точку 3 этой диаграммы, и это помогает проиллюстрировать, как по диаграмме может быть определено наклонение низкостабильной компоненты (NRM_{0-3}). На рис. 5.6b вектор *NRM* проецируется именно на ту вертикальную плоскость, в которой *NRM* лежит. Эта плоскость может изменять ориентацию после каждого шага размагничивания. Подобная форма векторной компонентной диаграммы имеет то преимущество, что такая вертикальная плоскость показывает истинное наклонение намагниченности, которое может быть определено графически – как показано на рисунке 5.6b. Кроме того, расстояние каждой точки графика от начала координат плоскости вертикального проецирования пропорционально полной величине

NRM. Однако изменение склонения вертикальной плоскости может быть очень "хитрым" (и иногда вводящим в заблуждение), вот почему эта форма векторной компонентной диаграммы менее популярна, чем форма из рис. 5.5.

Некоторые реальные примеры

Рассмотрим примеры данных по размагничиванию, переходя от самых простых случаев к более сложным. Постараемся дать и теоретические объяснения сложных случаев и дополнительных методов анализа.

На рис. 5.7 примеры результатов поступенного размагничивания, показывающие двухкомпонентные *NRM* различной сложности, проиллюстрированы с помощью векторных компонентных диаграмм. Рис. 5.7а иллюстрирует результаты для образца из формации Моенаве, подобные идеализированному случаю из рисунков 5.3 – 5.6. Температурное размагничивание до 508°C удаляет низкостабильную компоненту *NRM*, направленную к северу и вниз. До размагничивания направления *NRM* образцов из этого участка (отдельный горизонт красноцветного алевроита) лежат на большом круге, который включает направление современного геомагнитного поля в месте отбора коллекции образцов. Низкостабильная компонента, таким образом, может интерпретироваться как вторичная вязкая остаточная намагниченность, образовавшаяся в современном геомагнитном поле.

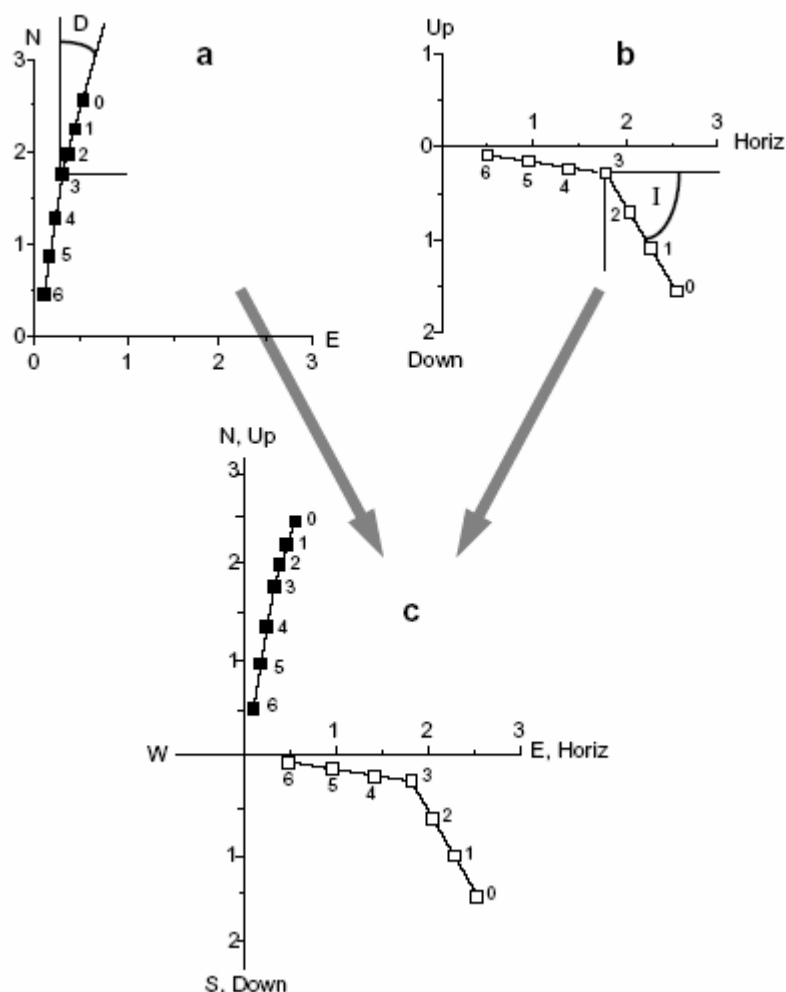


Рис. 5.6. Альтернативная форма векторной компонентной диаграммы. **(а)** Проектирование вектора *NRM*, показанного на рис. 5.3, на горизонтальную плоскость. Эта диаграмма идентична рисунку 5.5а; угол *D* – склонение низкостабильной компоненты *NRM*, удаленной в ходе размагничивания на уровнях 1 до 3. **(б)** Проектирование векто-

ра *NRM* на вертикальную плоскость, проходящую непосредственно через вектор *NRM*. По осям величины отложены в А/м; расстояние каждой точки от начала координат указывает полную величину *NRM*; угол *I* – наклонение низкостабильной компоненты *NRM*, удаленной размагничиванием на уровнях 1 до 3. (с) Горизонтальное и вертикальное проектирования, объединенные в единую векторную компонентную диаграмму. Сплошные точки – концы векторов, проектируемых на горизонтальную плоскость; полые точки – проекция на вертикальную плоскость; числа возле точек – уровни размагничивания.

Для температур размагничивания от 508° до 690°С траектория концов вектора линейно стремится к началу координат. Эта *ChRM* направлена почти точно на север без существенных изменений направления в интервале температур размагничивания 508° – 690°С. Подобные направления наблюдались в ходе постепенного размагничивания и других образцов от этого же места отбора. В этом случае две компоненты *NRM* надежно разделяются. *ChRM* составляет существенную часть полной *NRM*, и имеет место значительный интервал температур размагничивания, на котором *ChRM* может наблюдаться в чистом виде. Так что здесь температурное размагничивание до любой температуры из интервала 510° – 600°С эффективно удаляет низкостабильную компоненту, "обнажая" высокостабильную *ChRM*.

На рисунках 5.7с и 5.7d приведены результаты размагничивания переменным полем для образца миоценового базальта. Направления *NRM* других образцов из этого участка сильно разбросаны (подобно рисунку 4.7с), и величины *NRM* аномально высоки. Размагничивание переменным полем с начальной амплитудой 20 мТл (= 200 Э) удаляет большую низкостабильную компоненту *NRM*, направленную на север с наклоном $I \approx -40^\circ$. В ходе последующего размагничивания переменным полем с начальными амплитудами в интервале 20 – 80 мТл (от 200 до 800 Э; см. рис. 5.7d), траектория концов вектора направляется к началу координат без существенного изменения направления оставшейся *NRM*. Эти наблюдения показывают, что *ChRM* полностью выделена при размагничивании переменным полем в 20 мТл (200 Э). *ChRM* имеет направление: $D \approx 330^\circ$, $I \approx 55^\circ$.

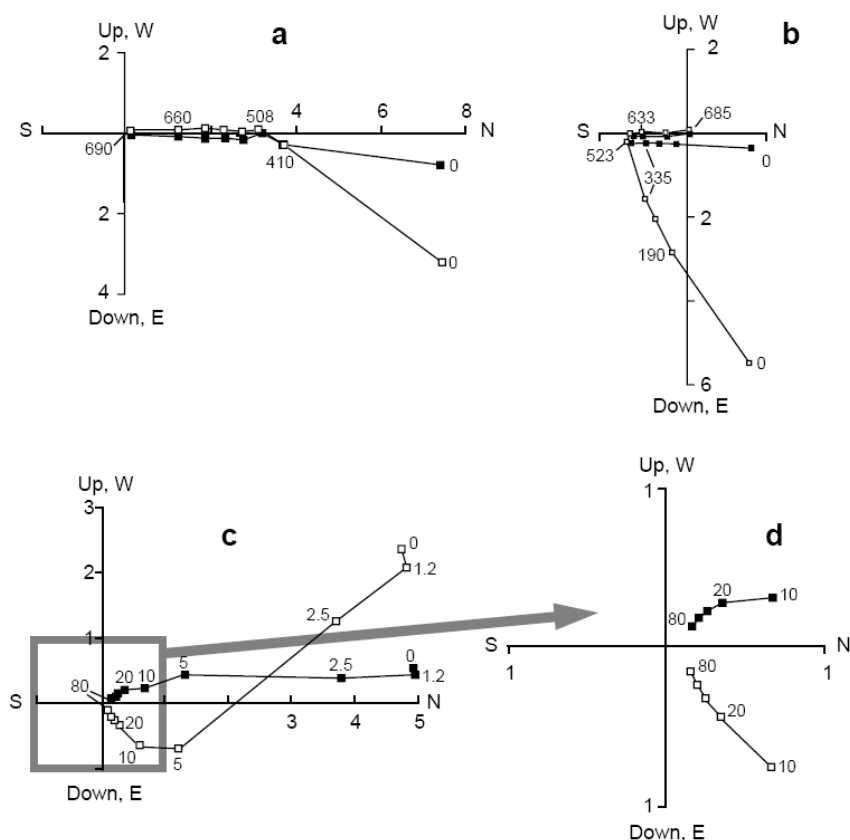


Рис. 5.7. Пример компонентных векторных диаграмм. Во всех диаграммах числа на осях указывают величины NRM в A/m , сплошными точками нанесены проекции на горизонтальную плоскость, полыми точками – проекции на вертикальную плоскость. **(a)** Поступенное температурное размагничивание образца из Моунавской (Moenave) формации. Числа рядом с точками указывают температуру в градусах Цельсия. **(b)** Поступенное температурное размагничивание образца из Chinle формации. Числа возле точек указывают температуру в градусах Цельсия. **(c)** Размагничивание переменным полем образца базальта из миоцена. Числа возле точек указывают начальную амплитуду поля размагничивания в mT ; область диаграммы, выделенная штриховым квадратом, приведена на рис. **(d)** в большем масштабе.

Дополнительный образец с этого же участка был подвергнут терморазмагничиванию, чтобы подтвердить результаты размагничивания переменным полем величиной 20 мТл (200 Э). Блокирующие температуры оказались преимущественно между 450° и 580°C , а направление $ChRM$, определенное в ходе температурного размагничивания, было то же самое, что наблюдалось в результате размагничивания переменным полем в интервале $20 - 80\text{ мТл}$ ($200-800\text{ Э}$). Температура Кюри, определенная на образце от этого места, была также 580°C , что указывает, что магнетит является доминирующим ферромагнитным минералом. Все вместе, эти наблюдения указывают, что низкостабильная компонента NRM , удаленная переменным полем 20 мТл (200 Э), представляет собой вторичную намагниченность IRM , наведенную молнией. Высокостабильная $ChRM$, выделенная переменным полем 20 мТл (200 Э), есть первичная TRM , приобретенная в течение естественного охлаждения этого миоценового потока базальта.

Более проблематичный пример представлен на рис. 5.7b. При температурном размагничивании этого поздне триасового красноцвета (осадка), большая компонента NRM удалена нагревом до $T \approx 600^\circ\text{C}$. Эта низкостабильная компонента ($D \approx 10^\circ$, $I \approx 60^\circ$) почти параллельна геомагнитному полю в месте отбора и интерпретируется как вторичная вязкая остаточная намагниченность (или, возможно, CRM , образовавшаяся в ходе недавнего выветривания). Только при температурах размагничивания между 633°C и

685°C довольно небольшая высокостабильная *ChRM*-компонента обнаруживается тем, что траектория концов векторов входит в начало координат. Поскольку *ChRM* меньше, чем вторичная компонента *NRM*, и выделяется только на высоких уровнях размагничивания, направление *ChRM* не может быть уверенно определено по единственному образцу. В таких случаях определение направления *ChRM* критическим образом зависит от внутренней согласованности результатов и всех других образцов из этого же участка.

Перекрытие блокирующих температур или коэрцитивных спектров

Вместо четкого угла при изломе траектории концов векторов (как на рис. 5.7а) часто наблюдается довольно плавный переход между ее двумя прямолинейными участками на векторной компонентной диаграмме. Это осложнение связано с перекрытием спектров блокирующих температур (или коэрцитивных спектров) ферромагнитных частиц, несущих две компоненты *NRM*. Изогнутость траектории может быть понята при помощи рис. 5.8. В этом искусственном примере *NRM* составлена из двух компонент: низкостабильная компонента J_A с направлением $D \approx 15^\circ$, $I \approx -25^\circ$; и высокостабильная компонента J_B с направлением $D \approx 155^\circ$, $I \approx 70^\circ$. Уровни размагничивания (спектры микрокоэрцитивности или блокирующих температур), на которых эти компоненты удаляются, показаны на левой стороне рис. 5.8.

На рис. 5.8а спектры размагничивания двух компонент не накладываются; J_A размагничена между уровнями 1 и 6, в то время как J_B размагничивается между уровнями 6 и 9. Результирующая векторная компонентная диаграмма приведена на рис. 5.8b. Наблюдаются два линейных участка траектории: один отражает удаление J_A между уровнями 1 и 6, другой ("входящий" в начало координат) – удаление J_B между уровнями 6 и 9. Поскольку спектры размагничивания из этих двух компонент полностью разделены, эти два участка траектории резко отделены острым углом в точке 6.

На рис. 5.8с спектры размагничивания накладываются на уровнях 5 и 6. В результирующей векторной компонентной диаграмме рисунка 5.8d два линейных участка траектории очевидны на уровнях размагничивания 1 – 4 и 7 – 9. Однако, в интервале перекрытия (уровни 5 и 6) обе компоненты одновременно частично удаляются, что выражается в виде изогнутой траектории. Направление высокостабильной компоненты J_B может быть определено по участкам траектории для уровней размагничивания от 7 до 9 (то есть, выше перекрытия).

На рис. 5.8е спектры размагничивания двух компонент почти полностью перекрываются. Нет никакого интервала размагничивания, в котором удаляется только одна компонента. Результирующая векторная компонентная диаграмма (рис. 5.8f) не имеет никаких линейных участков, и такие две компоненты не могут быть разделены. Хотя некоторые продвинутые методы и были развиты в попытках иметь дело с полностью перекрывающимися спектрами размагничивания (см. ниже), ситуация обычно безнадежна.

К счастью, многие горные породы обеспечивают надежное разделение компонент *NRM* и уверенное определение направления *ChRM*. Можно надеяться на случаи, подобные случаю рис. 5.7а; часто наблюдаются более трудные, но разрешимые случаи типа рис. 5.7b, 5.7с и 5.7d; и иногда приходится сталкиваться со случаями размагничивания, в которых невозможно выделение *ChRM*.

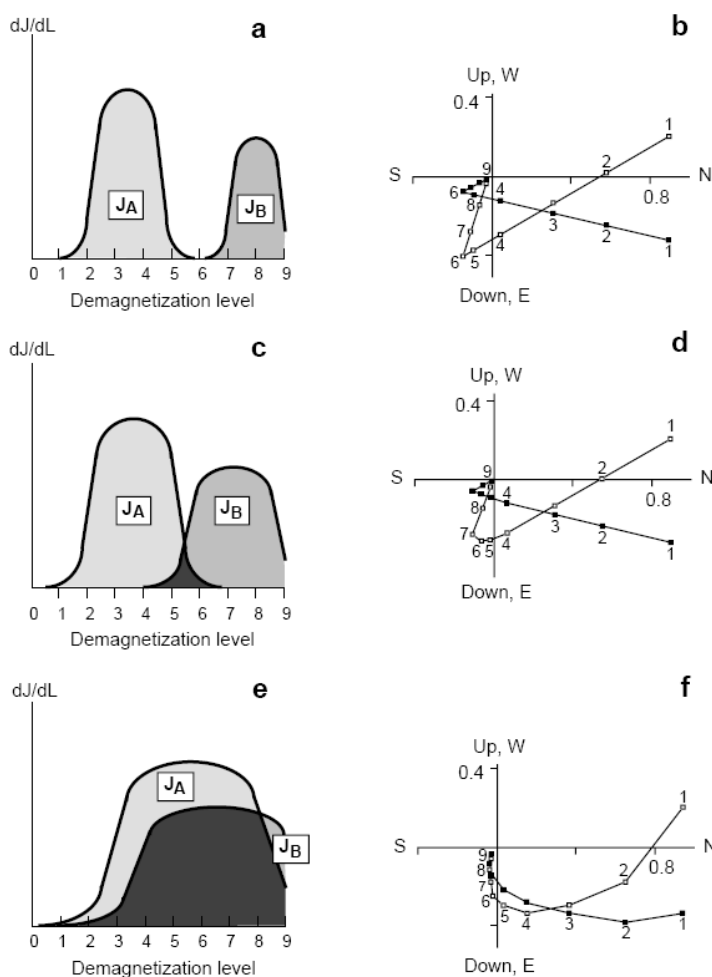


Рис. 5.8. Схематических представлений эффектов перекрытия спектров размагничивания. Компонента более низкой стабильности J_A имеет направление $I = -25^\circ$, $D = 15^\circ$. Компонента более высокой стабильности J_B имеет направление $I = 70^\circ$, $D = 155^\circ$. **(a)** Спектры размагничивания двух компонент *NRM*. Компонента *NRM* J_A удаляется размагничиванием на уровнях 2–5; компонента *NRM* J_B удаляется размагничиванием на уровнях 7–9. **(b)** Векторная компонентная диаграмма размагничивания *NRM*, составленной из компонент J_A и J_B со спектрами размагничивания, показанными в части **(a)**. **(c)** Спектры размагничивания двух компонент *NRM* с малым интервалом перекрытия. Компонента *NRM* J_A удаляется размагничиванием на уровнях 2–6; компонента *NRM* J_B удаляется размагничиванием на уровнях 5–9. **(d)** Векторная компонентная диаграмма размагничивания *NRM*, составленной из компонент J_A и J_B со спектрами размагничивания, показанными в части **(c)**. **(e)** Спектры размагничивания двух компонент *NRM* с большим интервалом перекрытия. Компонента *NRM* J_A удаляется размагничиванием на уровнях 2–9; компонента *NRM* J_B удаляется размагничиванием на уровнях 3–9. **(f)** Векторная компонентная диаграмма размагничивания *NRM*, составленной из компонент J_A и J_B со спектрами размагничивания, показанными в части **(e)**. На основе Dunlop'a (1979).

А если больше, чем две компоненты?

Большинство убедительных палеомагнитных результатов было получено по горным породам, *NRM* которых состояла не больше, чем из двух компонент: обычно вторичная компонента *NRM* оказывалась более низкостабильной, поэтому удалялась, что обеспечивало выделение высокостабильной *ChRM* (часто воспринимаемой как пер-

“Трудности” при интерпретации палеомагнитных результатов увеличиваются как степень числа компонент *NRM*. Большинство примеров, обсуждаемых в этой книге – двухкомпонентные *NRM*, и мы лишь изредка рискуем обращаться к более сложным многокомпонентным *NRM*. Однако представляется ясным, что в последующих палеомагнитных исследованиях придется расшифровывать многокомпонентные *NRM*, которые могут возникать в древних горных породах со сложной историей.

Анализ главных компонент

Примеры данных по размагничиванию из рис. 5.7 и 5.9 показывают, что часто наблюдается существенный разброс линейных траекторий на векторных компонентных диаграммах. Это особенно наглядно для слабромагнитных горных пород и для пород, в которых *ChRM* составляет лишь малый процент от полной *NRM*. Строгий количественный подход, очевидно, необходим и для того, чтобы рассчитать наилучшее направление по набору рассеянных наблюдений. Анализ главных компонент (АГК) – общепринятая система подобной обработки.

Рассмотрим результаты температурного размагничивания, приведенные на рис. 5.10 (высокотемпературная часть процесса размагничивания поздне триасового красного осадка). В интервале (600 – 675)°C очевидно стремление точек в начало координат. Низкостабильные вторичные компоненты *NRM* удалены, и единственная сохранившаяся компонента – *ChRM*. Однако, к сожалению, можно говорить о ее значительном разбросе по направлению. Можно было бы выбрать тот единственный уровень размагничивания, который обеспечивает наилучшее выделение *ChRM* (этот метод и использовался до недавнего времени). Однако, конечно, предпочтительней использовать информацию по всем пяти температурам размагничивания, математически “проводя” наилучшую прямую линию через соответствующие пять точек. Киршвинк (Kirschvink, см. предложенный список работ) показал, как с помощью АГК получить необходимую наилучшую линию. Качественное понимание процедуры АГК легко достигается благодаря примеру на рис. 5.10. По набору наблюдений АГК проводит наилучшую линию через последовательность точек. Кроме того, рассчитывается максимальное угловое отклонение (МУО), что обеспечивает количественную меру точности, с которой эта линия проведена.

В рамках АГК существует три способа “взаимодействия” с началом координат векторной компонентной диаграммы: (1) проведение линии обязательно через начало координат (*проведение через начало*); (2) использование начала как одной из экспериментальных точек (*учет начала*); или (3) не замечать начала координат (*“свободная” линия*). Для выделения *ChRM* обычно используются первый или второй способы, потому что *ChRM* определяется по характеру “движения” точек к началу координат. На рис. 5.10 иллюстрируется первый способ аппроксимации (*проведение через начало*). Это – наилучшая линия, проходящая через данные, проведенная с помощью АГК при условии, что она проходит *через начало координат*. Эта линия имеет направление: $I = 6,4^\circ$, $D = 162,8^\circ$; и МУО = $5,5^\circ$. Если данные с рис. 5.10 аппроксимированы вторым способом (*учет начала*), результирующая линия имеет направление: $I = 7,3^\circ$, $D = 164,7^\circ$, и МУО = $8,0^\circ$.

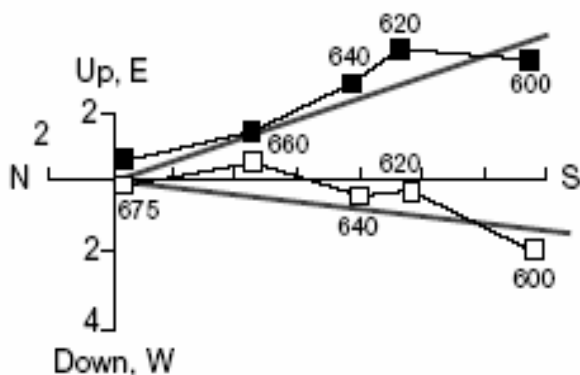


Рис. 5.10. Пример аппроксимации данных размагничивания при АГК. Образец – из поздне триасовой Chinle Формации в Нью-Мексико; числа на осях указывают величину NRM в A/m ; сплошные точки – проекция на горизонтальную плоскость; полые точки – проекция на вертикальную плоскость "север–юг"; числа возле точек указывают температуры нагрева в градусах Цельсия; прямые линии – аппроксимации (их направление: $I = 6,4^\circ$, $D = 162,8^\circ$), рассчитанные в приближении проведение через начало координат.

Заметим, что максимальная роль отводится данным (точкам), наиболее удаленным от начала координат, потому что именно они задают информацию об "ориентации" линии. В экспериментальном аспекте, самые дальние от начала координат точки, вероятно, наиболее надежны, потому что отношение *сигнал/шум* для них максимально. Хотя никаких строгих соглашений не существует, АГК-аппроксимации линий, имеющие $MYO \geq 15^\circ$, обычно считаются плохо определенными и, следовательно, сомнительными.

Направления вторичной NRM также могут быть определены с помощью АГК. Низкостабильная компонента на рис. 5.7с или компонента промежуточной стабильности на рис. 5.9 могут быть определены в рамках этой техники. Правда, для вторичной NRM должен использоваться метод "свободной линии", потому что для нее траектория на векторной компонентной диаграмме не включает начала координат.

Для горных пород с малой NRM или "шумными" траекториями размагничивания АГК может обеспечить более надежное определение $ChRM$, чем использование результатов разового размагничивания. Если поступенное размагничивание пилотных образцов коллекции демонстрирует надежное выделение $ChRM$, остальные образцы, чтобы выделить $ChRM$, можно было бы размагничивать только на одном или двух уровнях размагничивания. Эту процедуру можно назвать *оптимальным* размагничиванием. Однако если поступенное размагничивание демонстрирует слабую или "шумную" $ChRM$, остальные образцы необходимо размагничивать тоже *поступенно* в пределах диапазона, который позволяет выделить $ChRM$. Анализ главных компонент (АГК) должен быть применен для изучения всех образцов коллекции.

Более совершенные методы

Для изучения горных пород, в которых $ChRM$ не может быть выделена описанными "стандартными" способами, были развиты некоторые специальные методы. Горные породы с многокомпонентной NRM , причем с сильно перекрывающимися спектрами блокирующих температур или коэрцитивными спектрами компонент, часто демонстрируют как результат поступенного размагничивания некие дуги или круги перенамагничивания. В отдельных случаях эти круги перенамагничивания могут пересекаться в направлении одной из компонент NRM . Для анализа этих кругов перенамагничивания было развито несколько методов, и эти методы могут иногда обеспечить получение важной информации и по горным породам, для которых стандартный анализ терпит неудачу. Однако эти методы довольно сложны, обычно требуют учета геологической специфики, и часто приводят к некондиционным результатам (сложные намагниченно-

сти порождают сложные интерпретации). Некоторые из этих более сложных методов упомянуты в предложенном списке работ.

ПОЛЕВЫЕ ИСПЫТАНИЯ ПАЛЕОМАГНИТНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ

Процедуры лабораторного размагничивания раскрывают компонентный состав *NRM* и (обычно) обеспечивают выделение *ChRM*. Анализ спектров блокирующих температур и/или коэрцитивных спектров позволяет заключить, что ферромагнитные частицы, несущие *ChRM*, способны сохранять ее в качестве первичной *NRM*. Однако лабораторные испытания не могут доказать, что *ChRM* является первичной. Напротив, полевые испытания палеомагнитной стабильности могут обеспечивать решающую информацию о времени приобретения *ChRM*. При изучении древних горных пород из зон орогенеза (горообразования) именно полевые тесты палеомагнитной стабильности могут быть критически важными.

Мы рассмотрим здесь примеры обычных полевых испытаний палеомагнитной стабильности. Через эти примеры могут быть оценены логика и мощь этих полевых испытаний (тестов). Следует отметить, что количественная оценка результатов полевых испытаний требует соответствующих статистических методов для исследований векторных данных; они развиты в следующей главе.

Тест (метод) складки

Метод складки и тест конгломератов представлены на рис. 5.11. В методе складки могут быть сопоставлены относительный возраст процесса приобретения компоненты *NRM* (обычно *ChRM*) и возраст изгиба пласта. Если *ChRM* была приобретена до изгиба, направления *ChRM* в образцах из противоположных крыльев складки "расходятся", будучи построены в географических координатах (*in situ*), но "собираются" в одно направление, когда складка "исправлена" ("возвращение" пласта в горизонтальное залегание). Направления *ChRM*, как считается, "прошли тест складки", если они группируются сильнее после "исправления" складки; или они "НЕ прошли теста складки" – если направления *ChRM* после исправления складки стали более рассеянными. Метод складки может быть применен как к отдельной складке (рис. 5.11), так и к нескольким участкам из далеко разнесенных мест, которые могут отражать различные изгибы пласта.

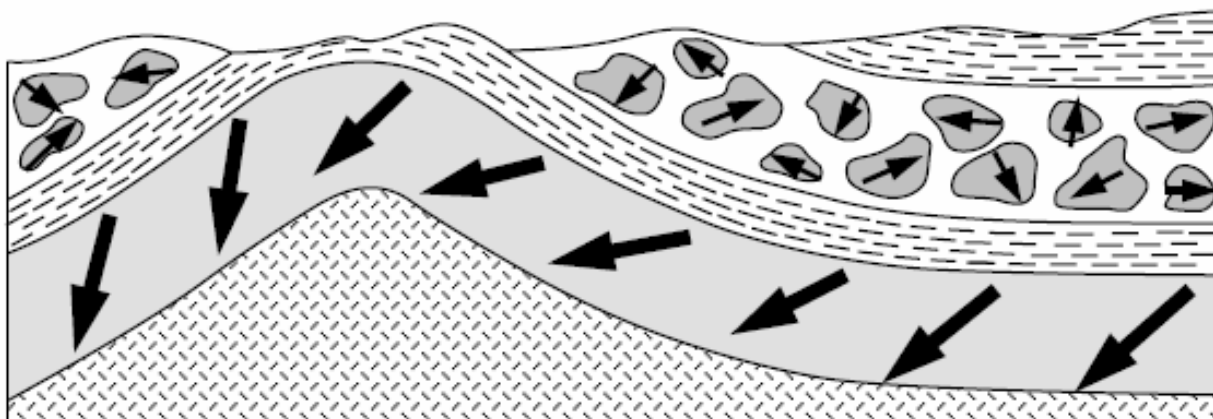


Рис. 5.11. Схематическая иллюстрация тестов складки и конгломератов для палеомагнитной стабильности. Жирные стрелки – направления *ChRM* в крыльях складки и в булыжниках конгломерата; случайное распределение *ChRM*-направлений от булыжника к булыжнику в пределах конгломерата указывает, что *ChRM* была приобретена до фор-

мирования конгломерата; улучшенная кучность *ChRM* после возвращения крыльев складки в горизонтальное состояние указывает, что *ChRM* сформировалась до образования складки. Из Cox и Doell (1960).

Пример группы *ChRM*-направлений, которая прошла тест складки, показан на рис. 5.12. Эти направления есть средние *ChRM*-направления, наблюдаемые в пяти пунктах Nikolai Greenstone, части Wrangellia террейна Штата Аляска. Направления *ChRM* на рис. 5.12a – неисправленные направления для складки (географические координаты), а направления на рис. 5.12b – это направления после структурного исправления. Это – реалистический пример в том смысле, что изгиб складки невелик. Увеличение сходимости *ChRM*-направлений при выполнении структурного исправления очевидно (хоть и не слишком впечатляюще), и преодоление теста складки указывает, что *ChRM* породами Nikolai Greenstone была приобретена до изгиба. *ChRM*-направления также "проходят" и тест инверсий (обсуждаемый ниже), который помогает подтвердить, что *ChRM* пород Nikolai Greenstone – первичная *TRM*, приобретенная при первичном охлаждении пород в среднем–позднем триасе. Этот пример также иллюстрирует необходимость статистической оценки, чтобы оценить результаты теста складки. (Например, насколько уверенно мы можем утверждать, что кучность направлений *ChRM* после структурной коррекции стала выше?)

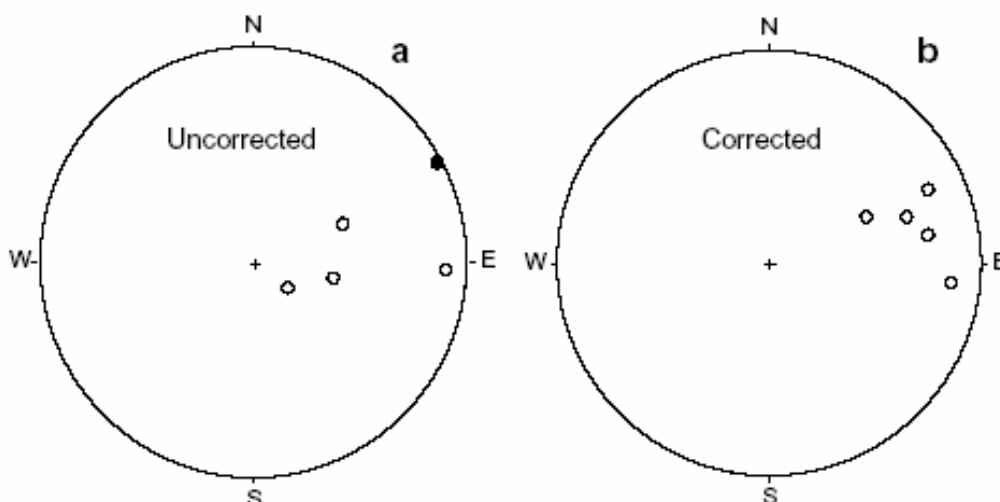


Рис. 5.12. Пример *ChRM*-направлений, которые прошли тест складки. Равноплощадные проекции показывают средние *ChRM*-направления для многих образцов (sites) в каждом из пяти мест отбора в Nikolai Greenstone, Штат Аляска; сплошные кружки указывают направления в нижнюю полусферу; полые кружки указывают направления в верхнюю полусферу. **(a)** *ChRM*-направления in situ (до структурного исправления). **(b)** *ChRM*-направления после структурного исправления пласта к горизонтальному залеганию. Данные из Hillhouse (Can. J. Earth Sci., v. 14, 2578–2592, 1977).

Синскладчатая намагниченность

Поскольку число сообщений о случаях синскладчатого (одновременного с процессом складкообразования) намагничивания возрастает, мы проанализируем принципы подобного синскладчатого намагничивания пород и рассмотрим соответствующий пример. На рис. 5.13a приведено схематическое распределение направлений намагниченности, ожидаемое для доскладчатой намагниченности простой синклинальной складки. Рис. 5.13b дает распределение направлений, ожидаемых для синскладчатой намагниченности пород складки. Наблюдаемые направления намагниченности показана-

ны на диаграмме внизу рис. 5.13b, в то время как распределение направлений после полного разворачивания складки показаны на диаграмме вверху. Полное разворачивание вкладки “восстанавливает” истинные направления намагниченности. Лучшая группировка направлений намагниченности происходит, когда структура развернута только частично, как в средней части диаграммы рис. 5.13b. Вывод, вытекающий из этих наблюдений – то, что намагниченность была сформирована непосредственно в течение формирования синклинальной складки (синскладчатое намагничивание).

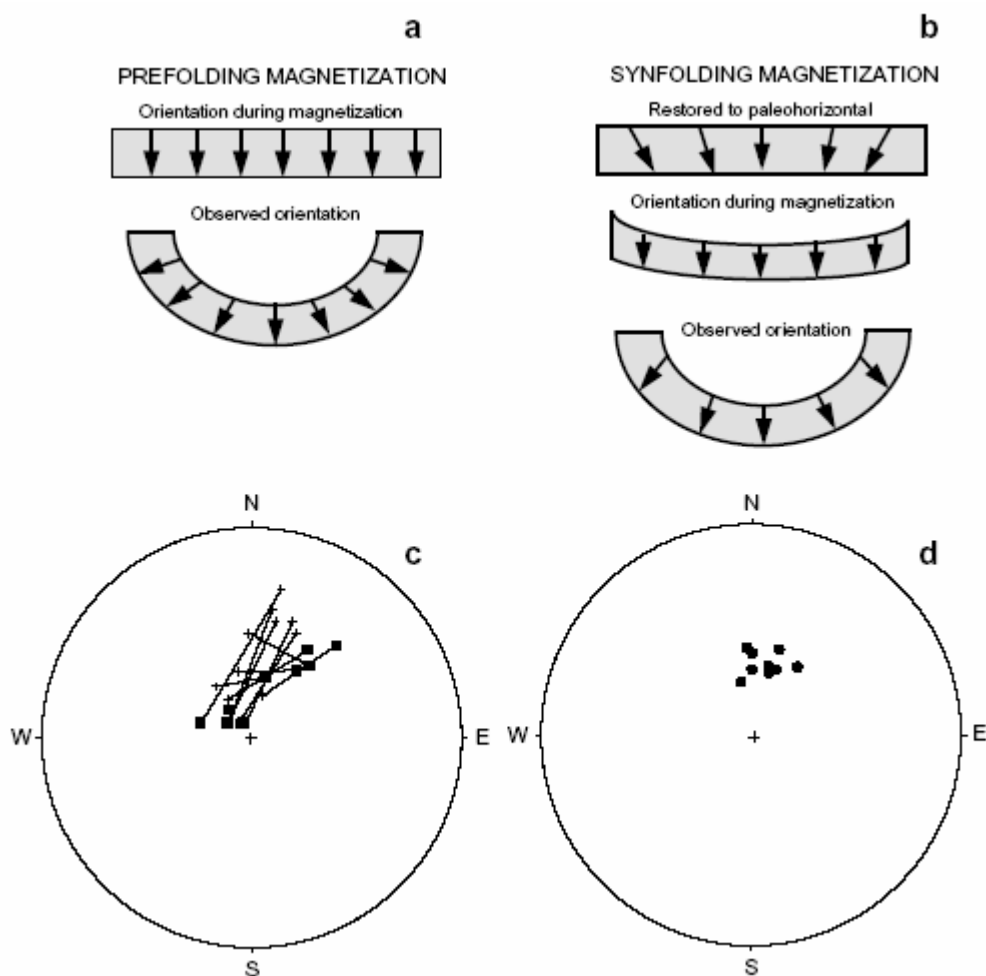


Рис. 5.13. Синскладчатая намагниченность. **(а)** Стрелки показывают направления доскладчатой *ChRM*. *ChRM*-направления разбросаны при их измерении *in situ*; восстановление горизонтальности складки приводит к наилучшей группировке *ChRM*-направлений. **(б)** Направления *ChRM* для синскладчатой намагниченности. *ChRM* направления рассеяны как *in situ*, так и когда складка восстановлена до полной горизонтальности; максимальная кучность *ChRM*-направлений достигается, когда складка восстановлена к горизонтали лишь частично. **(с)** Равноплощадная проекция направлений *ChRM* в Peak Formation мелового периода в северо-центральном Вашингтоне. Крестиками нанесены для *in situ* средние по десяти сайтам *ChRM*-направления из участков, расположенных поперек крыльев складки; квадратики – средние по сайтам *ChRM*-направления, порлущающиеся после полного распрямления складки; все направления – в нижней полусфере проектирования. **(д)** Средние по сайтам *ChRM*-направления для Midnight Peak Formation после выпрямления складки на 50 %. Данные из Bazard и др. (Can. J. Earth Sci., v. 27, 330–343, 1990).

На рис. 5.13с и 5.13d приведен пример синскладчатого намагничивания. Средние направления *ChRM* были определены для десяти участков (сайтов), отобранных из мест, расположенных поперек крыльев складки. Направления *ChRM* *in situ* (в географических координатах) показаны на рис. 5.13с крестиками; направления *ChRM* после 100% исправления складки нанесены квадратами. Анализ рис. 5.13с показывает, что *ChRM*-направления для противостоящих крыльев складки сходятся друг с другом, когда складка исправлена. Максимальная группировка *ChRM*-направлений достигается при выпрямлении складки на 50% (рисунок 5.13d). Вывод: наиболее вероятно, что *ChRM* образовалась в процессе складкообразования. Конечно, количественная оценка процента распрямления складки, требуемого для достижения максимальной сходимости направлений *ChRM*, требует использования статистического метода.

Тест конгломерата

Тест конгломерата иллюстрирован на рис. 5.11. Если *ChRM* в обломке породы из конгломерата сохранилась с момента, предшествующего осаждению (образованию) конгломерата, направления *ChRM* в разных булыжниках и валунах этого конгломерата должны быть беспорядочно разбросаны (это равноценно тому, что тест конгломерата выдержан). Неслучайное распределение указывает, что *ChRM* была сформирована уже после осаждения конгломерата (*непрохождение* теста конгломерата). Прохождение теста конгломерата указывает, что *ChRM* исходной горной породы была стабильна по крайней мере с момента формирования конгломерата. Положительный тест конгломерата для внутрипластового конгломерата – очень сильное свидетельство в пользу того, что *ChRM* является первичной *NRM*.

Glance конгломерат из южной Аризоны – переслоенная пачка кремниевых вулканогенов и осадочных горных пород, включая конгломерат. Беспорядочно рассеянные направления *ChRM*, наблюдаемые в вулканических булыжниках конгломерата, показаны на рис. 5.14. Поскольку этот конгломерат лежит внутри пачки вулканических потоков конгломерата Glance, прохождение теста конгломерата показывает, что направления *ChRM* в вулканических горных породах – первичные.

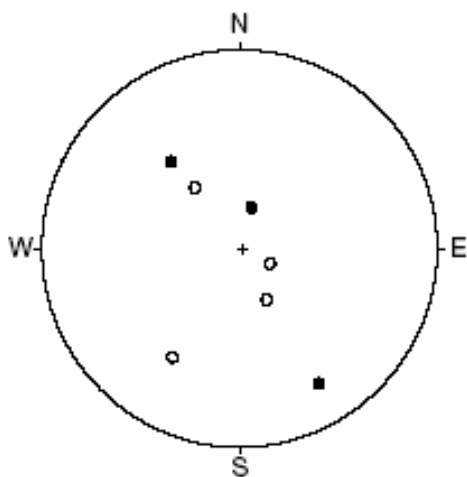


Рис 5.14. Пример *ChRM*-направлений, которые прошли тест конгломерата. Равноплощадная проекция показывает *ChRM*-направления в семи вулканических булыжниках в конгломерате внутри пачки вулканических потоков позднеюрского конгломерата Glance Взгляда; полые кружки – направления в верхнюю полушару; сплошные кружки – направления в нижнюю полушару; *ChRM*-направления беспорядочно разбросаны, что указывает, что *ChRM* сформировалась до объединения булыжников в конгломерат. Согласно Kluth и др. (J. Geophys. Res., v. 87, 7079–7086, 1982).

Тест обращения (инверсий)

Как объяснено в Главе 1, геомагнитное поле, дающее при усреднении по времени геоцентрический осевой диполь, может в равной мере иметь и нормальную, и обратную полярности. Повсюду на Земле усредненное по времени направление геомагнитно-

го поля нормальной полярности отличается от усредненного поля обратной полярности на 180° . Это свойство геомагнитного поля является основой теста инверсий (обращений), используемого для оценки палеомагнитной стабильности *NRM*, что показано схематически на рисунке 5.15.

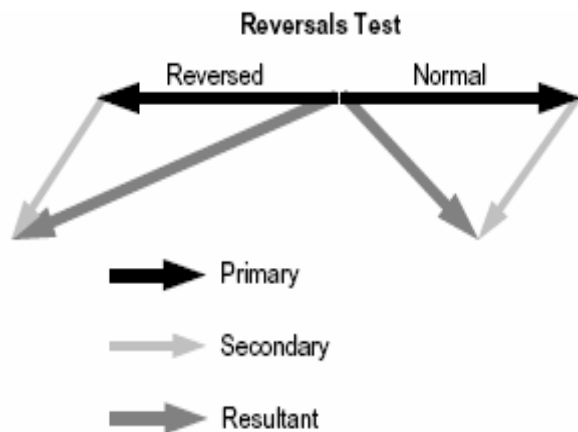


Рис. 5.15. Схематическая иллюстрация теста инверсий по оценке палеомагнитной стабильности. Сплошные стрелки указывают ожидаемую антипараллельность среднего направления первичных векторов *NRM*, обусловленную намагничиванием в интервалах нормального и обратного геомагнитного поля; неудаленная вторичная компонента *NRM* показана слегка заштрихованными стрелками; направления результирующей *NRM* показаны более густо заштрихованными стрелками. Согласно McElhinny (Палеомагнетизм и Тектоника Плит, Кембридж, Лондон, 356 pp., 1973).

Если набор палеомагнитных участков (сайтов) обеспечивает адекватное усреднение вековой вариации за время интервалов как нормальной, так обратной полярностей, среднее направление первичной *NRM* для сайтов нормальной полярности должно быть антипараллельным среднему направлению первичной *NRM* для участков (сайтов) обратной полярности. Однако приобретение более поздних вторичных компонент *NRM* приведет к тому, что эти векторы *NRM* будут различаться меньше, чем на 180° . *ChRM*-направления, считается, “прошли тест инверсий”, если среднее направление, вычисленное по сайтам нормальной полярности, антипараллельно среднему направлению для участков (сайтов, образцов) из зоны обратной полярности. Успешное прохождение теста инверсий указывает, что направления *ChRM* свободны от вторичных компонент *NRM* и что интервал времени, охваченный коллекцией, отобранной для получения палеомагнитных данных, достаточен для усреднения геомагнитной вековой вариации. Кроме того, если коллекции образцов для зон нормальной и обратной полярностей отражают стратиграфию залегания (наслоения), *ChRM*, вероятно, – первичная *NRM*.

Если же коллекция “*НЕ* прошла теста инверсий”, то средние направления для зон нормальной и обратной полярностей отличаются значительно меньше, чем на 180° . *Непрохождение* теста инверсий может указывать или (1) на присутствие неудаленной вторичной компоненты *NRM*, или (2) неадекватность отбора образцов по отношению к усреднению геомагнитной вековой вариации в течение той или иной (или обеих) зон полярности. Поскольку инверсии полярности имели место почти во всех геологических интервалах времени, палеомагнитные данные обычно содержат *ChRM* и нормальной, и обратной полярностей. Тест инверсий для палеомагнитной стабильности часто применяется и, в отличие от тестов конгломерата или складки, не требует специальных геологических условий.

Пример проведения теста инверсий показан на рис. 5.16, на котором приведены средние направления *ChRM* для палеоценовых континентальных осадков с северо-запада Нью-Мексико. Среднее направление *ChRM* по 42 сайтам нормальной полярности антипараллельно среднему направлению *ChRM* по 62 сайтам обратной полярности. Направления *ChRM*, таким образом, удовлетворяют тесту инверсий на палеомагнитную

стабильность. Для количественной оценки результатов проведения теста инверсий выполняются вычисления средних направлений (и доверительные интервалы для этих направлений) для групп образцов и нормальной, и обратной полярностей, а также сравнение одного среднего направления с *антиподом* другого среднего направления. Статистические методы для таких сравнений развиты в следующей главе.

Тест обожженного контакта и тест согласия

Обожженные зоны вмещающей породы, смежной с изверженными горными породами, допускают применение теста обожженного контакта для оценки палеомагнитной стабильности. Обожженная вмещающая порода и изверженная (обжигающая) горная порода приобретают TRM, которые должны совпадать (быть в согласии) по направлению. Минеральный состав изверженной горной породы и смежной обожженной вмещающей породы могут быть очень различны; различны закономерности приобретения ими вторичной *NRM*, различны и процедуры размагничивания, требуемые для выделения *ChRM*. Согласие направлений *ChRM*, определенных по образцам изверженной горной породы и смежной обожженной вмещающей породы таким образом, обеспечивает уверенность, что направления *ChRM* это – стабильное направление, которое может оказаться первичной *NRM*. Во вмещающей породе, которая намного старше, чем изверженная горная порода, направления *ChRM* в необожженной вмещающей породе, должны существенно отличаться от направлений *ChRM* изверженной горной породы. Так что подобие (совпадение) направлений *ChRM* в изверженной горной породе и в обожженной вмещающей породе, при отличии их от направления *ChRM* в необожженной вмещающей породе составляют факт прохождения теста обожженного контакта. Совпадение направлений *ChRM* в изверженной горной породе, в обожженной зоне и в необожженной вмещающей породе, напротив, указывает на глубокое перенамагничивание всех этих пород.

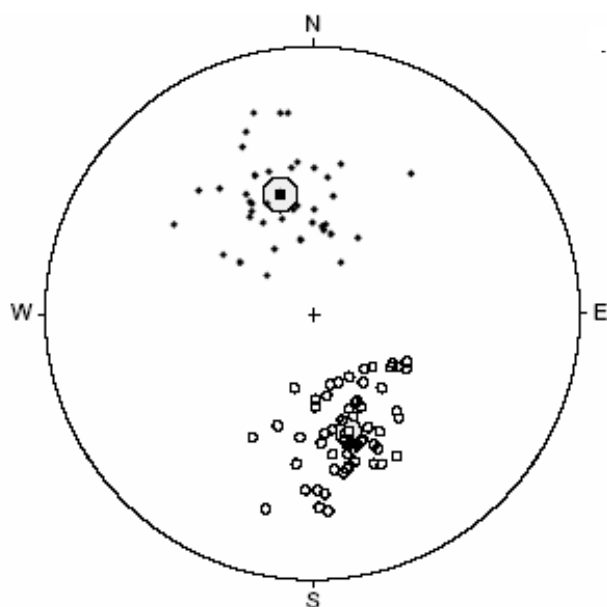


Рис. 5.16. Пример направлений *ChRM*, которые прошли тест инверсий по оценке палеомагнитной стабильности. Равноплощадная проекция средних направлений *ChRM* для 104 сайтов из палеоценовой формации Nacimiento с северо-запада Нью-Мексико; сплошные кружки – направления в нижнюю полусферу проектирования; полые кружки – направления в верхнюю полусферу; среднее для 42 сайтов нормальной полярности показано сплошным квадратиком в штриховом круге 95% доверия; среднее по 62 сайтам обратной полярности нанесено полным квадратиком в круге 95% доверия; антипод средних для сайтов обратной полярности лежит в пределах 2° от средних для сайтов нормальной полярности (в пределах круга доверия). Из Butler and Taylor (Geology, v. 6, 495–498, 1978).

Тест согласия для оценки палеомагнитной стабильности состоит в анализе направления *ChRM* (отличного по направлению от современного геомагнитного поля) для

разных типов горных пород одного и того же возраста. Если минералогический состав ферромагнетика пород сильно различается; процедуры размагничивания, требуемые для выделения *ChRM* – различные, но направление *ChRM* зависит от геологического возраста, эти наблюдения “совместимы с выводом, что *ChRM* – первичная *NRM*. Очевидно, этот тест согласия должен быть сопровождается другими индикаторами палеомагнитной стабильности, потому что согласное направление *ChRM* может указывать также и на повсеместное перенамагничивание пород региона.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

АППАРАТУРА И ЛАБОРАТОРНЫЕ МЕТОДЫ:

D. W. Collinson, *Methods in Rock Magnetism and Palaeomagnetism*, Chapman and Hall, London, 503 pp., 1983.

Детально рассмотрены теория, аппаратура, и методы парциального размагничивания.

СХОДЯЩИЕСЯ КРУГИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ:

H. C. Halls, A least-squares method to find a remanence direction from converging remagnetization circles, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 45, 297–304, 1976.

H. C. Halls, The use of converging remagnetization circles in palaeomagnetism, *Phys. Earth Planet. Int.*, v. 16, 1–11, 1978.

Современная теория и приложения метода кругов перемагничивания

ВЕКТОРНЫЕ КОМПОНЕНТНЫЕ ДИАГРАММЫ И ПОЛНЫЙ КОМПОНЕНТНЫЙ АНАЛИЗ:

D. J. Dunlop, On the use of Zijdeveld vector diagrams in multicomponent paleomagnetic samples, *Phys. Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 20, 12–24, 1979.

Обсуждаются возможности и ограничения векторных компонентных диаграмм, с многими примерами.

J. D. A. Zijdeveld, A.C. demagnetization of rocks: Analysis of results, In: *Methods in Palaeomagnetism*, ed D. W. Collinson, K. M. Creer, and S. K. Runcorn, Elsevier, Amsterdam, pp. 254–286, 1967.

Эта работа вводит технику векторных компонентных диаграмм.

K. A. Hoffman and R. Day, Separation of multicomponent *NRM*: A general method, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 40, 433–438, 1978.

Новый взгляд на разделение компонент.

J. L. Kirschvink, The least-squares line and plane and the analysis of palaeomagnetic data, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 62, 699–718, 1980.

Применение анализа главных компонент в палеомагнетизме.

J. T. Kent, J. C. Briden, and K. V. Mardia, Linear and planar structure in ordered multivariate data as applied to progressive demagnetization of palaeomagnetic remanence, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 75, 593–621, 1983.

Применение статистики при анализе данных размагничивания.

ПОЛЕВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАЛЕОМАГНИТНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ:

E. Irving, *Paleomagnetism and Its Application to Geological and Geophysical Problems*, Wiley & Sons, New York, 399 pp., 1964.

Глава 4 представляет очень полезное обсуждение развития и применения полевых тестов.

J. W. Graham, The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks, *J. Geophys. Res.*, v. 54, 131–167, 1949.

Классическая работа, в которой рассказано о нескольких полевых тестах.

A. Cox and R. R. Doell, Review of Paleomagnetism, Geol. Soc. Amer. Bull., v. 71, 645–768, 1960.

Представлено несколько иллюстраций полевых испытаний.

УПРАЖНЕНИЯ

5.1. Диаграмма (рис. 5.2), на которой объем однодоменной частицы v отложен как функция ее микроскопической коэрцитивной силы h_c , была использована для построения теории температурного размагничивания. Часть этой диаграммы показана на рис. 5.17. Используя эту v - h_c диаграмму, дайте качественное объяснение тому факту, что размагничивание переменным полем обычно не в состоянии удалить вязкую остаточную намагниченность в горных породах с гематитом как доминирующим ферромагнитным минералом.

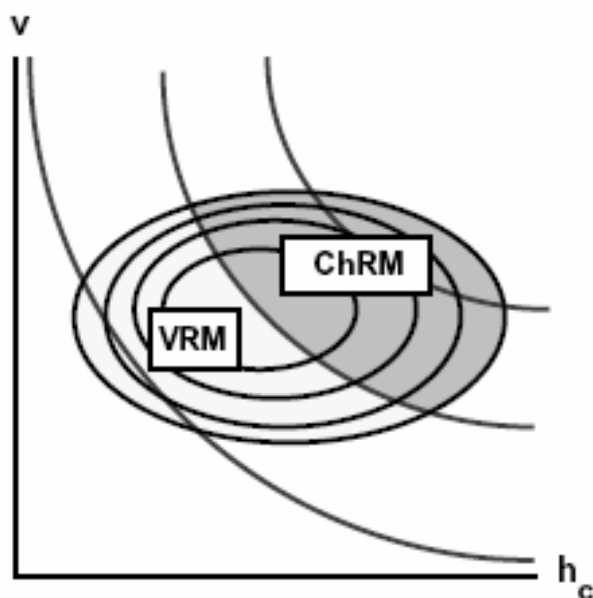


Рис. 5.17. Объем частиц (v) как функция их микроскопической коэрцитивной силы (h_c) для гипотетического ансамбля однодоменных частиц. Символы и контуры – как на рис. 5.2.

5.2. Векторные компонентные диаграммы, иллюстрирующие данные размагничивания для двух образцов, приведены на рис. 5.18. Эти образцы – из вулканических горных пород, содержащих магнетит как доминирующий ферромагнитный минерал. **а.** Используя транспортир для измерения углов, образуемых линиями на рис. 5.18а, оцените направление $ChRM$, выделенной этим опытом размагничивания. **б.** Применяя ту же процедуру к рисунку 5.18б, оцените направление вторичной компоненты NRM , которая была удалена при размагничивании переменным полем в интервале полей 2,5 мТл и 10 мТл.

5.3. Палеомагнитные образцы были отобраны в двух местах в пермском красноцвете. Этот объект немного смят в складку и перекрыт сверху горизонтально залегающими Среднетриасовыми известняками. Нет никакого очевидного свидетельства погружения складки в прошлом. Современное направление геомагнитного поля в месте отбора: $I = 60^\circ$, $D = 16^\circ$. На участке 1 было отобрано шесть образцов, направления их NRM внесены в список ниже. Элементы залегания на участке 1 следующие: *падение* = 15° , *азимут падения* = 130° (*простираение* = 220°). После температурного размагничивания $ChRM$ -направления образцов из участка 1 группируются вокруг направления $I = -4^\circ$, $D = 165^\circ$. На участке 2 также были отобраны шесть образцов, и измеренные направления NRM внесены в список ниже. Залегание на участке 2 следующее: *падение* = 20° , *азимут падения* = 290° (*простираение* = 20°). После температурного размагничивания, $ChRM$ -

направления образцов с участка 2 группируются вокруг направления $I = -28^\circ$, $D = 174^\circ$. Исходя из этих данных, что вы можете заключить относительно: (1) присутствия вторичных компонент *NRM*, (2) вероятного происхождения хотя бы каких-то вторичных компонент *NRM*, (3) возраста *ChRM*? Вам потребуется иллюстрировать ваш ответ нанесением направлений на равноплощадной проекции.

Site 1 NRM Directions:		Site 2 NRM Directions:	
$I (^\circ)$	$D (^\circ)$	$I (^\circ)$	$D (^\circ)$
-2	164	-27	174
37	151	62	158
10	162	-20	175
31	154	76	94
69	46	-11	175

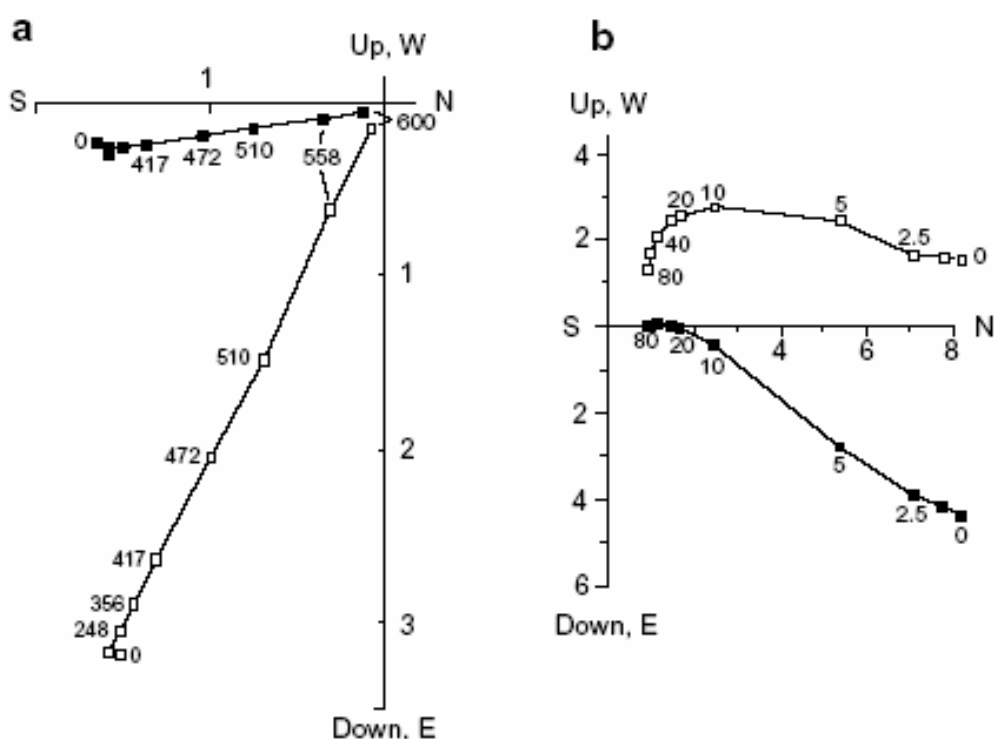


Рис. 5.18. Векторные компонентные диаграммы. **(а)** Результаты температурного размагничивания для одного образца; числа возле точек – температуры в градусах Цельсия; полые точки – проекции векторов на вертикальную плоскость север–юг; сплошные точки – проекции векторов на горизонтальную плоскость; числа на осях – в А/м. **(б)** Результаты размагничивания переменным полем для другого образца. Все обозначения – как в **(а)**, за исключением того, что числа возле точек указывают H_{AF} (в мТл); *NRM* этого образца содержит большую вторичную *IRM*, наведенную молнией.

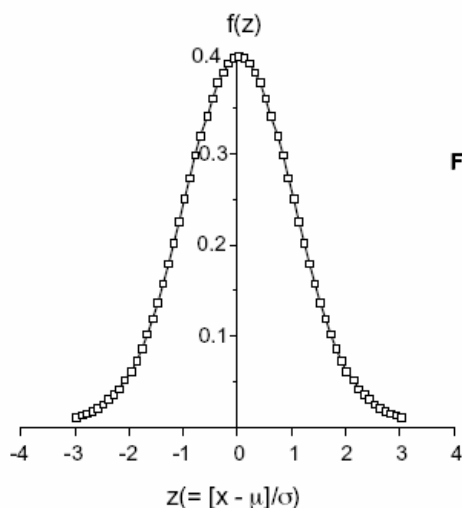
ГЛАВА 6. СТАТИСТИКА ПАЛЕОМАГНИТНЫХ ДАННЫХ

Потребность в статистическом анализе палеомагнитных данных стала очевидной из предшествующих глав. Например, необходим метод для определения среднего направления для набора измеренных направлений. Этот метод должен предусматривать некоторую оценку погрешности в вычислении среднего направления. К тому же нам необходимы способы оценки результатов полевых тестов палеомагнитной стабильности. Основные статистические методы для анализа направленных (векторных) величин представлены в этой главе. Иногда говорят, что статистические анализы используются учеными для того же, для чего пьяные используют фонарный столб: больше как опору, чем для освещения. Хотя это и похоже на правду, но статистический анализ просто необходим при любом палеомагнитном исследовании. Правильное применение основных статистических методов необходимо для понимания палеомагнетизма.

Большинство статистических методов, используемых в палеомагнетизме, имеет прямые аналогии с "планарной" статистикой. Мы начнем с рассмотрения основных характеристик нормального распределения (Гауссова функция плотности вероятности). Это распределение используется для статистического анализа разнообразных результатов наблюдений и знакомо многим читателям. Статистический анализ направленных величин развивается по аналогии с нормальным распределением. Хотя читатель может и не суметь проследить за всеми аспектами математического формализма, это не причина для тревоги. Графические представления функций и примеры статистического анализа приведут к более важному *интуитивному* пониманию статистики.

НОРМАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Любой статистический метод для определения среднего (и доверительного интервала) для серии наблюдений основан на функции плотности вероятности. Эта функция описывает распределение наблюдений для гипотетического, бесконечного множества наблюдений, называемого *совокупностью*. Гауссова функция плотности вероятности (нормальное распределение) имеет знакомую колоколообразную форму, показанную на рис. 6.1. Физический смысл функции плотности вероятности $f(z)$ следующий: часть наблюдений ("точек"), лежащих в интервале $(z, z + dz)$ (у Батлера: в интервале dz с центром в z), равна $f(z)dz$.



Fig

Рис. 6.1. Гауссова функция плотности вероятности (нормальное распределение, уравнение (6.1)). Доля наблюдений, оказавшихся в интервале $z, z + dz$, равна $f(z)dz$; x — измеренная переменная; μ — истинное значение (*математическое ожидание*); σ — *стандартное отклонение*

Нормальное распределение дается формулой:

$$f(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \quad (6.1)$$

где

$$z = \frac{(x - \mu)}{\sigma}$$

x – измеренная переменная, μ – истинное значение, а σ – стандартное отклонение. Параметр μ задает величину x , определяющую "центр" распределения (*среднее значение*), а σ определяет *ширину* (*полуширину*) распределения *точек* вокруг среднего значения. Вычислив соответствующий интеграл (вычисляем площадь под кривой $f(z)$), можно показать, что 68% данных при нормальном распределении попадает в полосу $\pm\sigma$ от μ , в то время как 95% – в пределы $\pm 2\sigma$ от μ .

Обычная ситуация состоит в том, что сделано конечное число измерений переменной x . В литературе по статистике соответствующий набор измерений называют *выборкой*. При использовании методов Гауссовой статистики допускают, что *наблюдённая выборка* была извлечена из нормальной совокупности наблюдений. Истинное значение и стандартное отклонение для совокупности, конечно, неизвестны. Но следующие методы позволяют оценить эти величины при анализе наблюдаемой выборки. Лучшая оценка истинных значений μ дается средним m измеренных величин:

$$m = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (6.2)$$

где n – число измерений, и x_i – конкретное значение i -го измерения.

Дисперсия выборки равна:

$$\text{var}(x) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - m)^2}{(n-1)} = s^2 \quad (6.3)$$

Рассчитанное стандартное отклонение для выборки равно s и обеспечивает наилучшую оценку стандартного отклонения (σ) для совокупности, из которой сделана выборка. Оценка стандартной ошибки среднего $\Delta(m)$ дается формулой:

$$\Delta m = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (6.4)$$

Некоторое интуитивное понимание эффектов ошибок при выполнении выборки может быть получено при рассмотрении следующего теоретического примера. Для многочисленных (разных) выборок, сделанных из одной и той же совокупности нормального распределения, 68% *элементов* выборки будет находиться на расстоянии не больше $s/\sqrt{n}$ от μ и 95% *точек* выборки будет лежать в пределах $2s/\sqrt{n}$ от μ . Так что сами ***средние по выборкам*** нормально распределены вокруг истинного среднего со стандартным отклонением $s/\sqrt{n}$.

Оценка стандартной ошибки среднего Δm "обеспечивает" доверительный интервал для вычисленного среднего. Из всех возможных выборок, которые могут быть сделаны из одного нормального распределения, 95% имеют средние значения m , попадающие в интервал $\pm 2\Delta(m)$ от μ . (Только 5% возможных выборок имеют средние, лежащие от μ дальше, чем на $2\Delta m$). Таким образом, 95%-ый предел доверия вычисленного среднего m равен $2\Delta m$, и мы на 95% уверены, что истинное среднее для совокупности, из которой была сделана выборка, лежит внутри интервала $\pm 2\Delta m$ с центром в μ .

Подчеркнем, что стандартное отклонение s **НЕ** зависит от числа наблюдений (точек) n . Однако оценка стандартной ошибки среднего Δm **ЗАВИСИТ** от n и уменьша-

ется, как $1/\sqrt{n}$. Поскольку мы считаем, что каждая выборка сделана из нормального распределения с конкретными истинным средним и стандартным отклонением, то из этого следует, что наша наилучшая оценка стандартного отклонения не зависит от числа наблюдений в выборке. Однако понятно, что бо́льшая выборка обеспечит более точную оценку истинного среднего, и это выражается в уменьшении доверительного интервала при увеличении n .

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФИШЕРА

Функция плотности вероятности, которая применима для анализа палеомагнитных направлений была выведена британским статистиком Р. А. Фишером и известна как *распределение Фишера*. Каждое направление рассматривается как единичный вектор с единичным весом и изображается в виде точки на поверхности сферы единичного радиуса. Функция распределения Фишера $P_{dA}(\theta)$ дает вероятность (в расчете на единицу телесного угла) того, что направление (вектор) лежит в элементарном угле dA , лежащем на угловом расстоянии θ от истинного среднего направления. Величина телесного угла dA выражается в стерadianах, так что телесный угол для полной сферы составляет 4π стерadian. Векторы распределены согласно функции плотности вероятности:

$$P_{dA}(\theta) = \frac{\kappa}{4\pi \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos \theta) \quad (6.5)$$

где θ – отклонение от истинного среднего направления ($= 0$ для истинного среднего), и k – *параметр точности*. Обозначение $P_{dA}(\theta)$ используется, когда надо подчеркнуть, что речь идет о вероятности в расчете на единицу телесного угла.

Распределение направлений азимутально симметрично относительно истинного среднего. Параметр k (*параметр точности*) выступает как мера концентрации векторов возле (вокруг) истинного среднего направления. Параметр k равен нулю ($k = 0$) для распределения направлений, однородного по сфере, и он стремится к ∞ , когда направления сконцентрированы в одну точку. $P_{dA}(\theta)$ изображена на рис. 6.2а для $k = 5, 10$ и 50 . Как и ожидается из определения, распределение Фишера имеет максимум в истинном среднем ($\theta = 0$), и чем выше k , тем сильнее направления сконцентрированы вокруг истинного среднего.

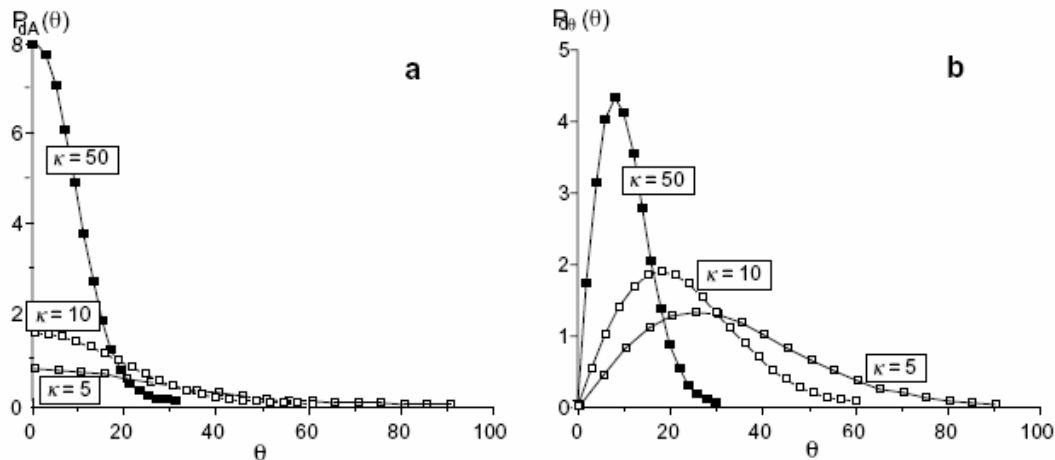


Рис. 6.2. Распределение Фишера. (а) $P_{dA}(\theta)$ приведена для $k = 50$, $k = 10$ и $k = 5$. $P_{dA}(\theta)$ это – вероятность (в пересчете на единицу пространственного угла) обнаружить направления в пределах элементарного угла dA , отстоящего от истинного среднего на угол θ ; $P_{dA}(\theta)$ задается уравнением (6.5); k – параметр точности. (б) $P_{d\theta}(\theta)$ для $k = 50$, $k = 10$ и $k = 5$. $P_{d\theta}(\theta)$ – вероятность обнаружения направления внутри полосы (кольца) шириной $d\theta$ между θ и $\theta + d\theta$. $P_{d\theta}(\theta)$ задается уравнением (6.8).

Если ξ – азимутальный угол относительно истинного среднего направления, то вероятность попадания направления внутрь угловой области dA , расположенной под этим азимутом, может быть выражена как:

$$P_{dA}(\theta)dA = P_{dA}(\theta) \sin(\theta) d\theta d\xi \quad (6.6)$$

Множитель $\sin(\theta)$ появляется потому, что площадь полоски шириной $d\theta$ изменяется пропорционально $\sin(\theta)$. Распределение Фишера нормировано так, чтобы:

$$\int_{\xi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} P_{dA}(\theta) \sin(\theta) d\theta d\xi = 1.0 \quad (6.7)$$

Уравнение (6.7) означает просто, что вероятность того, что некий вектор попал куда-нибудь на единичной сфере, должна быть равна 1.0. Вероятность $P_{d\theta}(\theta)$ обнаружить вектор в кольцевой полосе шириной $d\theta$ между θ и $\theta + d\theta$ дается:

$$\begin{aligned} P_{d\theta}(\theta) &= \int_{\xi=0}^{2\pi} P_{dA}(\theta) dA = 2\pi P_{dA}(\theta) \sin(\theta) d\theta \\ &= \frac{\kappa}{2 \sinh(\kappa)} \exp(\kappa \cos \theta) \sin \theta d\theta \end{aligned} \quad (6.8)$$

Эта вероятность (для $k = 5, 10$, и 50) представлена на рис. 6.2b, где роль множителя $\sin \theta$ очевидна.

Угол, задающий круг отклонения от истинного среднего, в который попадает заданный процент направлений, тоже может также быть рассчитан с помощью распределения Фишера. Угол, в пределах которого лежит 50% направлений, равен:

$$\theta_{50} = \frac{67.5^\circ}{\sqrt{\kappa}} \quad (6.9)$$

и аналогичен *вероятной ошибке* нормального распределения. Угол, аналогичный среднеквадратичному стандартному отклонению (*дисперсия*) при нормальном распределении:

$$\theta_{63} = \frac{81^\circ}{\sqrt{\kappa}} \quad (6.10)$$

Этот угол часто называют *угловым стандартным отклонением*. Отметим, однако, что только 63% направлений лежат в круге θ_{63} возле истинного среднего направления, в то время как при нормальном распределении 68% наблюдений лежат внутри σ возле μ . Еще один важный, критический, угол, который содержит 95% направлений, равен:

$$\theta_{95} = \frac{140^\circ}{\sqrt{\kappa}} \quad (6.11)$$

Вычисление среднего направления

Приведенные выше уравнения применимы к совокупности направлений, распределение которых подчиняется функции плотности вероятностей Фишера. Но мы обычно имеем только маленькую выборку направлений (например, набор данных из десяти направлений), для которой мы должны вычислить (1) среднее направление, (2) статистическую характеристику, указывающую степень разброса направлений (аналогичную оценке стандартного отклонения в Гауссовой статистике) и (3) доверительный интервал для рассчитанного среднего направления (аналогичный оценке стандартной ошибки среднего). При использовании распределения Фишера следующая схема вычисления обеспечивает расчет требуемых величин.

Среднее для набора направлений находится простым векторным сложением (рис. 6.3). Для вычисления среднего направления по набору N единичных векторов, сначала вычисляются направляющие косинусы отдельных векторов:

$$l_i = \cos I_i \cos D_i \quad m_i = \cos I_i \sin D_i \quad n_i = \sin I_i \quad (6.12)$$

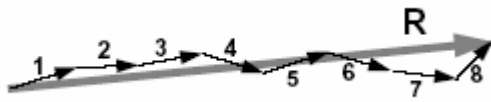


Рис. 6.3. Векторное сложение восьми единичных векторов для расчета результирующего вектора $\mathbf{R}$.

где D_i – склонение i -ого вектора; I_i – наклонение i -ого вектора; и l_i , m_i и n_i – направляющие косинусы i -ого вектора по отношению к осям, направленным на север, восток и вниз. Направляющие косинусы l , m и n для среднего направления равны:

$$l = \frac{\sum_{i=1}^N l_i}{R} \quad m = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{R} \quad n = \frac{\sum_{i=1}^N n_i}{R} \quad (6.13)$$

где $\mathbf{R}$ – результирующий вектор, длина которого R дается:

$$R^2 = \left(\sum_{i=1}^N l_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N m_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N n_i \right)^2 \quad (6.14)$$

Связь вектора $\mathbf{R}$ с N отдельными единичными векторами показана на рис. 6.3. Величина $\mathbf{R}$ всегда $\leq N$ и стремится к N только когда векторы плотно сгруппированы (параллельны). По направляющим косинусам среднего направления, данным уравнением (6.13), и из (6.14) можно вычислить склонение и наклонение среднего направления:

$$D_m = \tan^{-1} \left(\frac{m}{l} \right) \quad \text{and} \quad I_m = \sin^{-1}(n) \quad (6.15)$$

Оценки дисперсии

После того как мы вычислили среднее направление, необходимо ввести статистику, которая обеспечит возможность оценки дисперсии для совокупности направлений, из которой была сделана соответствующая выборка данных. Одной из мер дисперсии для совокупности направлений является параметр точности k . Для конечного набора направлений k неизвестен, но наилучшая оценка k может быть рассчитана как:

$$k = \frac{N-1}{N-R} \quad (6.16)$$

Изучение рис. 6.3 обеспечивает интуитивное понимание уравнения (6.16). Видно, что k растет, когда R приближается к N для плотно сгруппированного набора направлений.

По прямой аналогии с Гауссовой статистикой (уравнение (6.3)) угловая дисперсия выборки направлений равна:

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \Delta_i^2 \quad (6.17)$$

где Δ_i – угол между i -ым направлением и вычисленным средним направлением. Оцененное стандартное угловое отклонение (часто называемое *угловой дисперсией*) – просто s . Как следует из уравнения (6.10), s можно приближенно оценить:

$$s \approx \frac{81^\circ}{\sqrt{k}} \quad (6.18)$$

Другой статистический параметр δ , который часто используется как мера угловой дисперсии (и часто называется *угловым стандартным отклонением*) задается так:

$$\delta = \cos^{-1} \left(\frac{R}{N} \right) \quad (6.19)$$

Преимуществом использования δ для оценки углового стандартного отклонения являются легкость вычисления и очевидность (например, рис. 6.3) того, что δ должна уменьшаться при стремлении R к N , т. е. когда набор направлений становится более густо сгруппированным. На практике (по крайней мере, для величин $N \geq 10$), имеет место:

$$s \approx \delta \approx \frac{81^\circ}{\sqrt{k}} \quad (6.20)$$

Хотя s из уравнения (6.17) является строго корректной оценкой углового стандартного отклонения, все вышеперечисленные методы (подходы) будут выдавать по существу один и тот же результат.

При анализе палеомагнитных направлений принято говорить о статистическом параметре k как о *мере* внутрисайтового разброса направлений (для множества образцов каждого сайта). Если же выполняется анализ междисайтовой дисперсии направлений (дисперсия средних внутрисайтовых направлений в группе сайтов), обычно используется одна из вышеупомянутых мер (оценок) угловой дисперсии.

Доверительный интервал

Нам нужен метод определения доверительного интервала для рассчитанного среднего направления. Этот доверительный интервал аналогичен оценке стандартной ошибки среднего Δm гауссовой статистики. В статистике Фишера доверительный интервал выражается как угловой радиус окружности с центром в точке среднего направления. Однако для того, чтобы полностью (корректно) определить доверительный интервал, необходимо указать уровень соответствующей ему вероятности.

Для набора N направлений угол $\alpha_{(1-p)}$, внутри которого неизвестное истинное среднее лежит на уровне доверия $(1 - p)$, дается:

$$\cos \alpha_{(1-p)} = 1 - \frac{N-R}{R} \left\{ \left(\frac{1}{p} \right)^{\frac{1}{N-1}} - 1 \right\} \quad (6.21)$$

Обычно для уровня вероятности $(1 - p)$ выбирают 0,95 (= 95%), и доверительный интервал обычно обозначается как α_{95} . Два удобных приближения (достаточно точных для пары $k \geq 10$ и $N \geq 10$) таковы:

$$\alpha_{63} \approx \frac{81^\circ}{\sqrt{kN}} \quad \text{and} \quad \alpha_{95} \approx \frac{140^\circ}{\sqrt{kN}} \quad (6.22)$$

Параметр α_{63} аналогичен стандартной ошибке среднего, в то время как α_{95} аналогичен двум стандартным ошибкам среднего.

Когда мы вычисляем среднее направление, оценку дисперсии и доверительный интервал, мы предполагаем, что наши данные представляют собой случайную выборку из совокупности направлений, точно отвечающей распределению Фишера. Но мы не знаем истинного среднего для этой фишеровской совокупности, равно как не знаем мы его параметр точности k . Мы можем только как-то оценивать эти неизвестные параметры. Вычисленное среднее направление для набора векторных данных – наилучшая оценка истинного среднего направления, в то время как k – лучшая оценка k . Доверительный интервал α_{95} есть мера точности, с которой истинное среднее направление было оценено. Он гарантирует 95%-ную уверенность в том, что неизвестное истинное среднее направление лежит внутри α_{95} вокруг рассчитанного среднего. Очевидное следствие из этого: существует 5%-ная вероятность того, что истинное среднее лежит вне α_{95} круга с центром в рассчитанном среднем.

Некоторые иллюстрации

Запутав читателя в математике, представим теперь несколько иллюстраций, чтобы помочь развить некоторые интуитивные представления о статистических величинах. Одна важная вещь здесь это – различие между статистическими величинами, вычисленными для набора векторов, и неизвестными параметрами изучаемой совокупности.

Шесть искусственных векторных наборов данных, проиллюстрированных на рис. 6.4, были сгенерированы и проанализированы следующим образом:

1. Совокупность направлений, распределенных согласно фишеровской плотности вероятности, была сгенерирована с помощью компьютера. Истинное среднее направление для этой фишеровской совокупности было $I = +90^\circ$ (строго вниз), а параметр точности был $k = 20$.
2. Из этого фишеровского распределения были случайным образом выбраны 20 направлений, чтобы создать "искусственную" выборку направлений при $N = 20$. Таких выборок было сделано шесть, каждая из них – независимая случайная выборка из одной и той же совокупности направлений. Эти шесть наборов данных отображены на равноплощадной проекции (рис. 6.4).
3. Для каждого искусственного набора данных были рассчитаны следующие величины: (a) среднее направление (D_m, I_m), (b) кучность k и (c) доверительный интервал α_{95} . Эти величины также нанесены для каждого набора данных на рис. 6.4.

Этот пример позволяет сделать некоторые важные выводы. Отметим, что вычисленное среднее направление никогда не совпадает с истинным средним направлением ($I = +90^\circ$). Вычисленное среднее наклонение I_m варьирует от $85,7^\circ$ до $88,8^\circ$, и, по крайней мере, одно вычисленное среднее склонение попадает внутрь каждого из четырех квадрантов равноплощадной проекции. Вычисленное среднее направление, таким образом, беспорядочно "танцует" около истинного среднего и варьирует около истинного среднего в интервале от $1,2^\circ$ до $4,3^\circ$.

Вычисленная кучность k существенно варьирует от одного искусственного набора данных к другому – в диапазоне $17,3 - 27,2$, в который *попадает* и известный (заданный) параметр точности $k = 20$. Разброс k и различия угловой дисперсии в разных наборах данных возникают из-за непредсказуемости состава случайных выборок. (Методы определения доверительного интервала для k существуют. Применение их к этим наборам данных демонстрирует, что, фактически, ни для одного из них величина k не отклоняется от известной величины $k = 20$ за пределы 95%-ого доверительного интервала. См. Указатель литературы для этих методов.).

Доверительный интервал α_{95} изменяется от $6,0^\circ$ до $7,5^\circ$ и изображен заштрихованным овалом, окружающим рассчитанное среднее направление. Из этих шести наборов данных направлений ни для одного вычисленное среднее не отклоняется больше, чем на α_{95} от истинного среднего. Однако если бы были проанализированы 100 таких искусственных наборов данных, в среднем пять наборов данных имели бы рассчитанное среднее направление удаленным от истинного среднего направления больше, чем вычисленный α_{95} . То есть, истинное среднее направление лежало бы **вне** круга 95%-ого доверия, в среднем, в 5% случаев.

Важно также оценить, какие статистические величины принципиально зависят от числа наблюдений N . Ни величина k (уравнение (6.16)), ни оцененное угловое отклонение s или δ (уравнение 6.18 или 6.19) принципиально не зависят от N . Эти статистические величины представляют собой оценки внутренней дисперсии направлений фишеровского распределения, из которого набор данных был выбран. Поскольку на эту дисперсию не влияет количество выборок, то и оценки этой дисперсии принципиально не должны зависеть от числа наблюдений N .

Однако доверительный интервал α_{95} как будто бы должен зависеть от N : чем большее число отдельных измерений в нашей выборке, тем большей должна быть точность оценки истинного среднего направления. Эта увеличивающаяся точность должна проявляться в уменьшении α_{95} с увеличением N . Действительно, уравнение (6.22) указывает, что α_{95} изменяется приблизительно как $1/\sqrt{N}$.

Рис. 6.5 иллюстрирует эти зависимости рассчитываемых статистических величин от числа направлений в наборе данных. При построении этой диаграммы использовалась следующая процедура:

Искусственный набор $N = 30$ данных был случайным образом отобран из фишеровской совокупности направлений с угловым стандартным отклонением $\theta_{63} = 15^\circ$ ($k = 29.2$).

1. Начиная с первых четырех направлений этого искусственного набора данных, поднаборы $N = 4$ были использованы для оценки k и θ_{63} посредством вычисления k и s с помощью уравнений (6.16) и (6.20), соответственно. В дополнение, было рассчитано и α_{95} (с помощью уравнения (6.21)). В результате, величины s и α_{95} изображены для $N = 4$ на рис. 6.5.

2. Для каждой очередной (все большей) величины N на рис. 6.5 очередное направление из искусственного набора с $N = 30$ добавлялось к предыдущему поднабору направлений, до тех пор, пока все $N = 30$ векторов искусственного набора данных не оказались использованы.

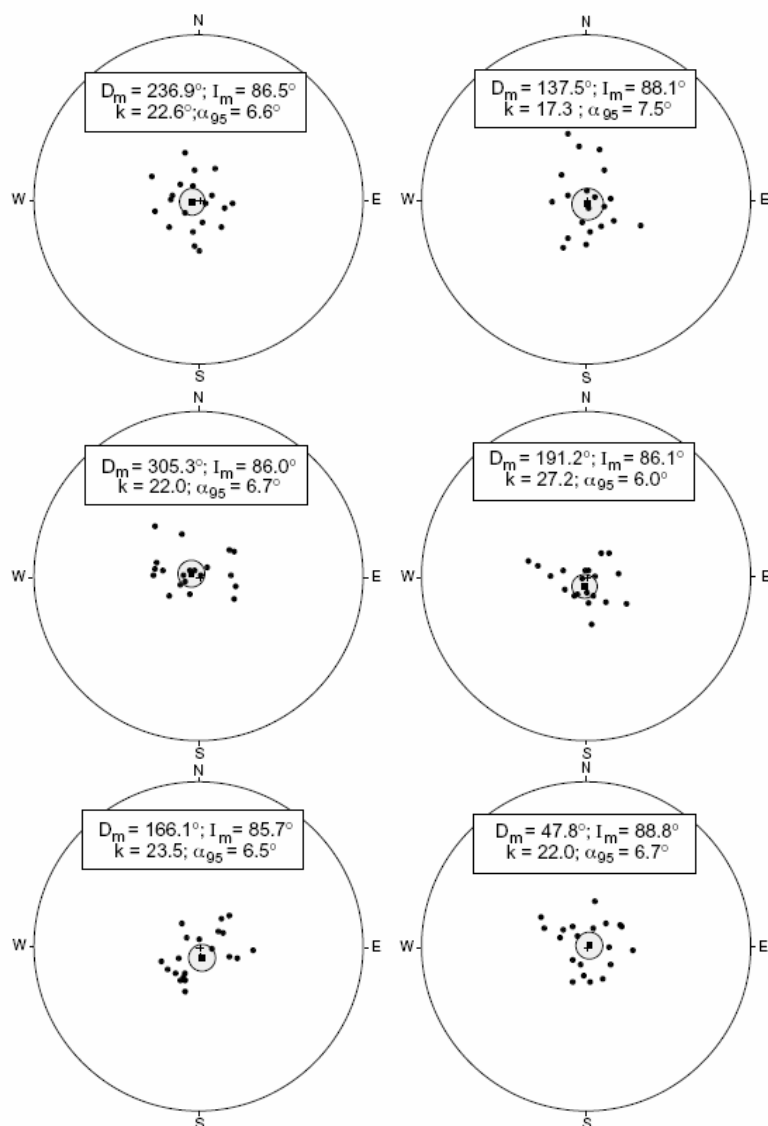


Рис. 6.4. Равноплощадные проекции шести искусственных наборов направленных данных, средние направления и статистические параметры. Наборы данных были случайным образом выбраны из фишеровской совокупности с истинным средним направлением $I = +90^\circ$ и параметром точности $k = 20$; отдельные направления показаны сплошными кружками; средние направления нанесены сплошными квадратами, окруженными заштрихованными α_{95} кругами доверия.

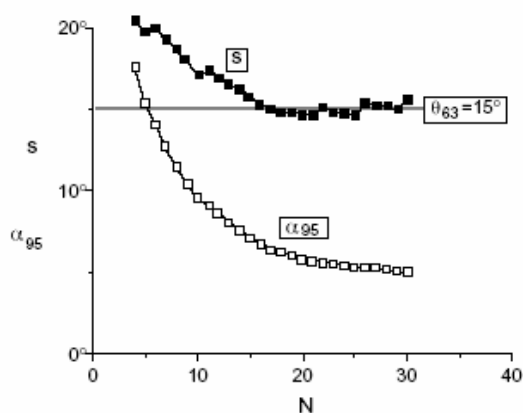


Рис. 6.5. Зависимости оценки углового стандартного отклонения s и доверительного интервала α_{95} от числа направлений в наборе данных. Увеличивающееся число направлений выбиралось из фишеровской совокупности направлений с угловым стандартным отклонением $\theta_{63} = 15^\circ$ ($k = 29,2$), нанесенным горизонтальной "серой" линией.

Результаты увеличения N совершенно очевидны на рис. 6.5. Хотя математически обоснованной зависимости от N нет, на практике оценка углового стандартного отклонения s , систематически превышает угловое стандартное отклонение θ_{63} для $N < 10$. (Если оценивать неопределенность вычисленных величин s , то ясно, что эти ошибки при $N < 10$ становятся просто большими). Для $N > 10$ вычисленная величина s приближается к известному угловому стандартному отклонению $\theta_{63} = 15^\circ$. Как ожидается, вычисленный доверительный интервал α_{95} уменьшается приблизительно как $1/\sqrt{N}$, довольно быстро уменьшаясь в диапазоне $4 \leq N \leq 10$ и более медленно – для $N > 10$.

Другой пример того, как влияет увеличение N на вычисленные статистические характеристики, представлен на рис. 6.6. Использовалась следующая процедура:

1. Два независимых искусственных набора векторных данных для $N = 50$ были случайным образом *отобраны* из фишеровской совокупности направлений с угловым стандартным отклонением $\theta_{63} = 15^\circ$. Истинное среднее направление – вертикально вниз ($I = +90^\circ$).
2. Два поднабора из этих наборов данных ($N = 50$) были затем созданы путем "взятия" первых пяти направлений, чтобы иметь два набора с $N = 5$, затем – первые десять направлений, чтобы иметь два набора с $N = 10$.
3. Для каждого из этих шести наборов данных были рассчитаны средние направления, а также соответствующие им статистические характеристики k , s и α_{95} – как в рассмотренном выше примере.

Полученные таким способом наборы данных проиллюстрированы на равноплощадных проекциях рисунка 6.6. Результаты расположены в двух колонках: в левой колонке – результаты по первому искусственному набору из $N = 50$ направлений, а в правой колонке – по второму набору $N = 50$ направлений. Как и ожидалось, вычисленное среднее направление обеспечивает "лучшую" оценку истинного среднего направления, когда число направлений N увеличивается. Этот эффект наиболее силен, когда результаты для $N = 5$ сравниваются с результатами для $N = 10$. Заметим, что средние направления, вычисленные для обоих наборов данных с $N = 5$ "вылезают" за $\sim 15^\circ$. Для наборов данных с $N = 10$ и $N = 50$ вычисленные средние направления весьма близко отражают истинное среднее направление, а α_{95} продолжает уменьшаться.

Нефишеровские распределения

Распределение Фишера азимутально-симметрично относительно истинного среднего направления. Иногда при анализе палеомагнитных данных приходится работать с наборами направлений, которые являются очевидно эллиптическими по форме. Соответственно, в этих случаях необходимо иметь статистический метод, позволяющий обращаться с такими данными. Распределение Бингхема (Bingham, см. Список литературы) справляется с азимутальной асимметрией и подходит для таких исследований. Некоторые исследователи предпочитают распределение Бингхема распределению Фишера для статистического анализа вообще всех палеомагнитных данных. Однако распределение Фишера остается базовым для большей части статистических обработок в палеомагнетизме, потому что (1) фишеровская статистика обеспечивает довольно понятные методы для вычисления доверительных интервалов, в отличие от распределения Бингхема и (2) тесты значимости, построенные на основе распределения Фишера, довольно просты и интуитивно понятны, в то время как тесты, построенные на распределении Бингхема, более сложны.

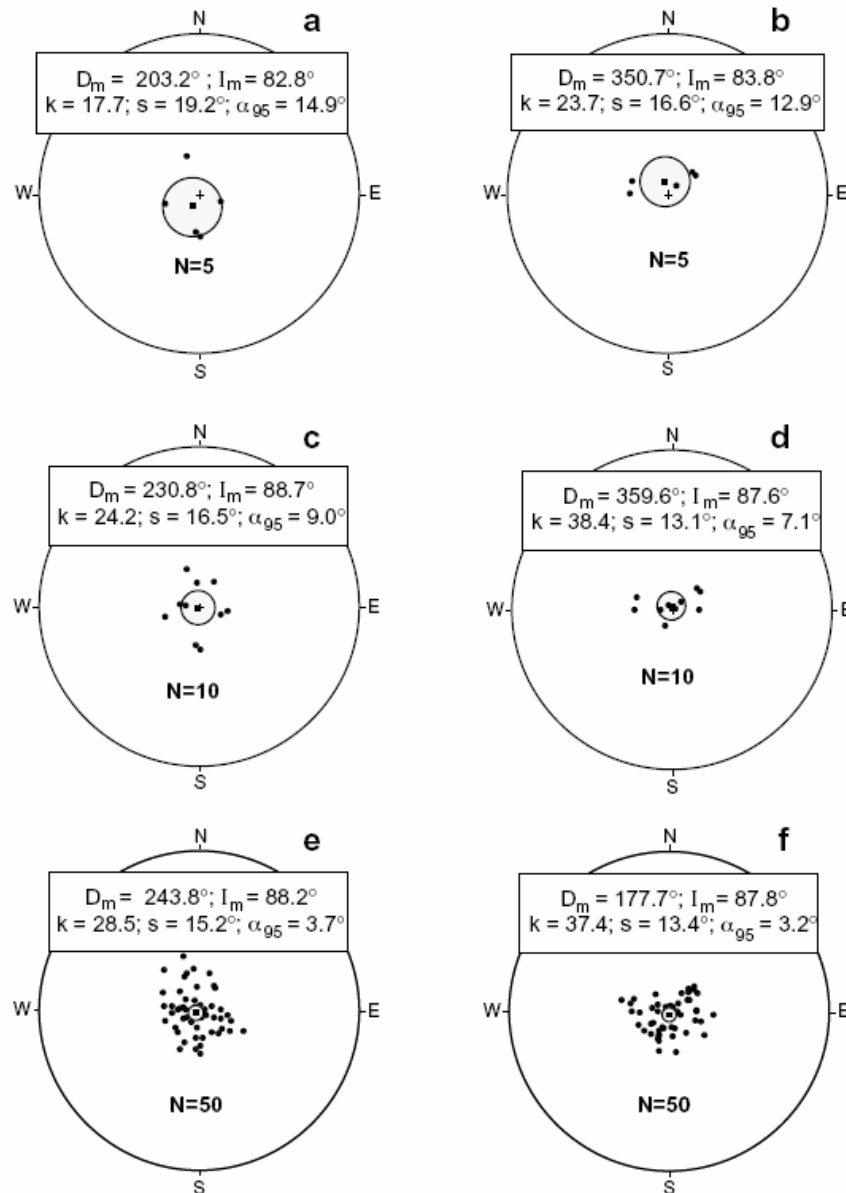


Рис. 6.6. Равноплощадные проекции средних направлений и их статистические характеристики, вычисленные для выборок с увеличивающимся числом направлений, отобранных из двух искусственных направленных наборов данных. Фишеровская совокупность имела угловое стандартное отклонение $\theta_{63} = 15^\circ$ и истинное среднее направление $I = +90^\circ$; результаты по одному набору данных приведены на (а), (с) и (е), а по другому набору данных – на (b), (d) и (f); отдельные направления показаны зачерченными кружками; средние направления – черными квадратиками, окруженными затененными α_{95} доверительными интервалами.

СРЕДНЕСАЙТОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ

Существует несколько уровней палеомагнитного анализа данных, на которых должны рассчитываться средние направления:

1. Если больше, чем один образец был вырезан из штуфа, то *ChRM*-направления всех этих образцов должны быть усреднены.

2. Среднесайтовое *ChRM*-направление рассчитывается затем по *ChRM*-направлениям штуфов.
3. В общем случае при палеомагнитном исследовании работают с группами сайтов каждой "единицы" (объекта) горной породы. Эти среднесайтовые направления должны быть усреднены, чтобы "выдать" или усредненное *ChRM*-направление, или положение палеомагнитного полюса, отвечающего этой единице горной породы.

Для вычисления и средних по штуфам, и среднесайтовых направлений непосредственно используется фишеровская статистика (уравнения (6.12) – (6.15)). Для среднесайтовых направлений обычно приводятся и таблицы с их R , k и α_{95} -характеристиками. Каждое среднесайтовое направление, в идеале, выдает запись направления геомагнитного поля в соответствующий момент времени. Соответственно, желательно определить среднесайтовые направления как можно более точно. Кроме того, важно оценить степень разброса наблюдаемых результатов.

Рис. 6.7 иллюстрирует примеры средних по штуфам и среднесайтовых *ChRM*-направлений для случаев от "фантастического" до "плохого". Результат вычисления среднесайтового направления, показанный на рис. 6.7а, – отвечает потоку лавы, не содержащему вторичных компонент ЕОН (*NRM*). Направление *ChRM* для каждого штуфа было выявлено в большом диапазоне переменного размагничивающего поля. Аппроксимационные кривые анализа главных компонент (АГК) "легли" необычайно хорошо (MAD -углы составляют $\sim 1^\circ$). Для девяти штуфов, отобранных в этом сайте, направления *ChRM* штуфов так сильно сгруппированы, что они не могут быть "разрешены" (видны по отдельности) на равноплощадном графике рис. 6.7а. Среднесайтовое направление имеет $k = 2389$ и $\alpha_{95} = 1,1^\circ$. Столь точно определенные среднесайтовые направления исключительны и наблюдаются обычно только в очень свежих вулканических породах. Палеомагнитологи мечтают о породах, подобных им, но находят их нечасто.

На рис. 6.7b показан более типичный "хороший" результат для базальтового потока. Незначительные вторичные *NRM*-компоненты (вероятно, *IRM*, наведенная молнией) были удалены с помощью размагничивания переменным полем, выявляя направление *ChRM* для каждого из этих семи штуфов. Направления *ChRM* этих штуфов хорошо сгруппированы и дают среднесайтовое направление с $k = 134$ и $\alpha_{95} = 4,6^\circ$. Среднесайтовые направления уже с $k = 100$ и $\alpha_{95} = 5^\circ$ считаются хорошими по качеству палеомагнитными результатами и типичны для молодых вулканических пород. "Хорошие" интрузивные изверженные породы и осадки-красноцветы также могут выдавать палеомагнитные данные подобного качества.

Сходимость направлений *ChRM* для штуфов, показанных на рис. 6.7с, может рассматриваться только как "удовлетворительная". Эти результаты – по единственному пласту мезозойского красного алевролита. Существенная вторичная *VRM* присутствовала в штуфах этого сайта, и требовалось размагничивание температурой в интервале $600 - 660^\circ\text{C}$, чтобы выделить *ChRM*. Линии АГК, соответствующие результатам четырех ступеней температурного размагничивания в интервале $600 - 660^\circ\text{C}$ для каждого образца, дали среднее $MAD = 10^\circ$. Видно, что нанесенные на векторную компонентную диаграмму результаты температурного размагничивания подобны результатам, представленным на рис. 5.7b. Даже после такого детального анализа направления *ChRM* штуфов сгруппированы не слишком хорошо. Результирующее среднесайтовое направление имеет $k = 42,5$ и $\alpha_{95} = 11,9^\circ$. Это среднесайтовое направление было сочтено приемлемым для включения в набор среднесайтовых направлений, использованных для вычисления палеомагнитного полюса. Однако этот среднесайтовый результат – один из наименее точных среди 23 среднесайтовых направлений, которые были сочтены приемлемыми.

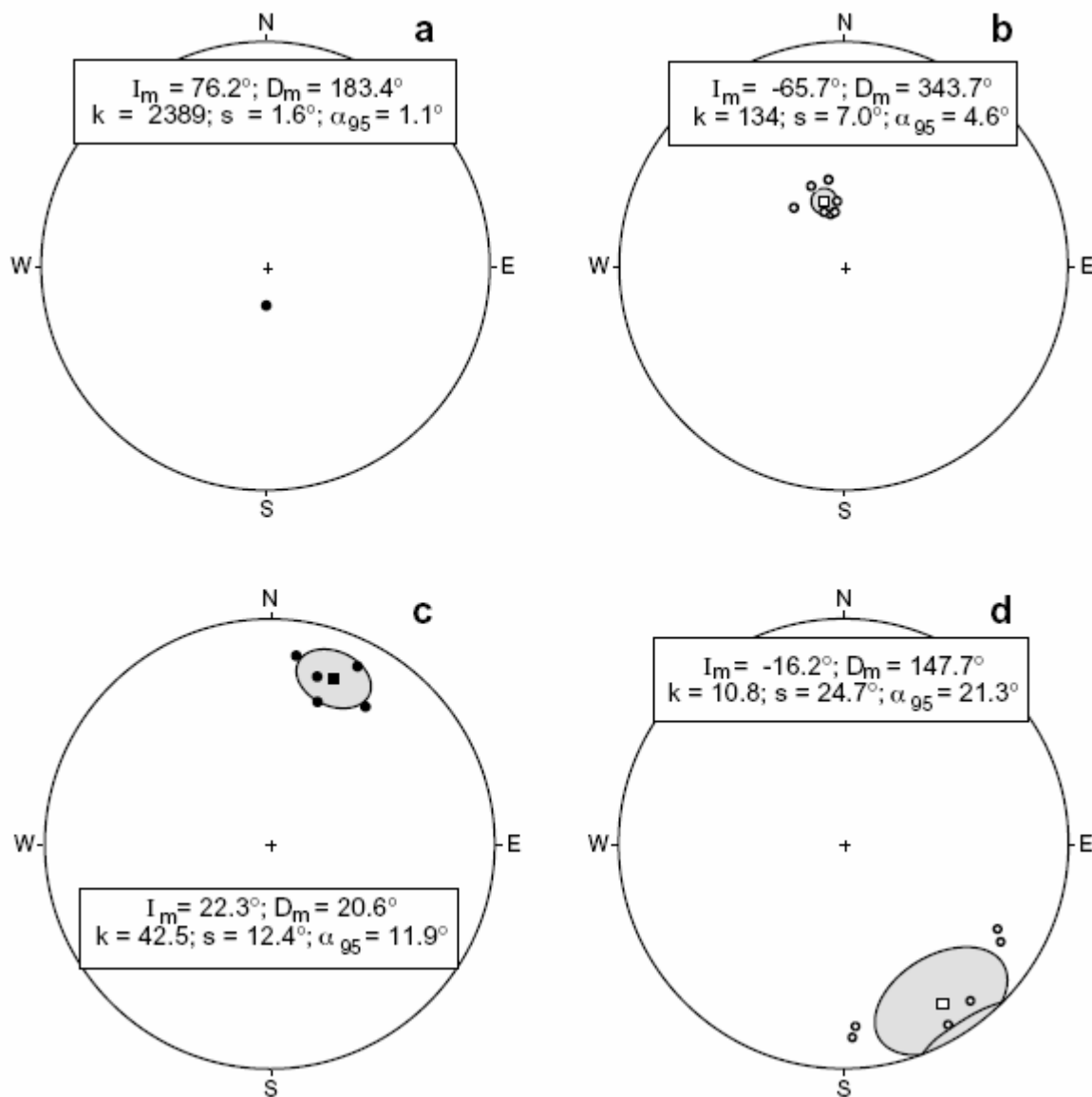


Рис 6.7. Равноплощадные проекции, показывающие примеры выборок среднесайтовых *ChRM*-направлений. *ChRM*-направления штуфа изображаются кружками; среднесайтовые направления показаны квадратиками, окруженными доверительными интервалами α_{95} ; направления в нижнюю полусферу – зачернены; направления в верхнюю полусферу – полые символы. **(а)** Необычно хорошо определены среднесайтовые направления для позднемелового лавового потока из южного Чили. **(б)** Более типичные "хорошие" среднесайтовые направления для позднемелового базальта из южной Аргентины. **(с)** Среднесайтовые направления, определенные с "удовлетворительной" точностью – для пласта раннеюрского красного алевролита *Moenvae* формации из северной Аризоны. **(д)** "низкокачественные" среднесайтовые направления для пласта позднетриасового осадка *Chinle* формации с востока Нью-Мексико.

На рис. 6.7d показаны результаты низкого качества ("плохие"), полученные для сайта из Мезозойского красного осадка. Несмотря на температурное размагничивание при разных температурах и анализ данных поступенного размагничивания в ходе анализа главных компонент (АГК, см. гл. 5), направления *ChRM* для штуфов из этого сайта сильно разбросаны. Среднесайтовое направление, соответственно, плохо определено.

Большинство палеомагнитологов расценило бы такие результаты как неприемлемые для включения в набор среднесайтовых, по которым определялись бы палеомагнитные полюсы. Однако эти результаты все же могут быть полезны для определения полярности *ChRM*.

Хотя не существует твердого критерия для определения приемлемости (кондиционности) палеомагнитных данных, внутрисайтовое $k > 30$ и $\alpha_{95} < 15^\circ$ можно рассматривать как минимально приемлемые среднесайтовые направления, на основе которых можно определять палеомагнитные полюса. Вышеприведенные примеры иллюстрируют, что желательны точно определенные среднесайтовые направления (минимальная внутрисайтовая дисперсия). Ситуация с дисперсией среднесайтовых направлений (межсайтовая дисперсия) значительно более сложна. Отложим рассмотрение этого предмета до тех пор, пока в следующей главе не будут представлены методы вычисления палеомагнитных полюсов.

ТЕСТЫ ЗНАЧИМОСТИ

Из примеров полевых тестов палеомагнитной стабильности, приведенных в Главе 5, вытекает, что требуются методы количественной оценки результатов тестов. Мы должны быть способны дать количественные ответы на такие вопросы, как: (1) Значимо ли отличаются друг от друга два палеомагнитных направления? (2) Прошел ли набор среднесайтовых направлений *тест складки*, как вытекает из существенного улучшения сходимости направлений после структурной коррекции? Количественные оценки этих проблем требуют разработки тестов статистической значимости.

Два фундаментальных принципа для тестов статистической значимости важны для правильной их интерпретации:

1. Тесты обычно выполняются как сравнение изучаемой выборки с нулевой гипотезой. Например, при сравнении двух средних палеомагнитных направлений нулевая гипотеза состоит в том, что два средних направления являются отдельными выборками из одной и той же совокупности направлений. (Это то же самое, что и утверждать, что выборки не были, фактически, сделаны из разных совокупностей с разными истинными средними направлениями.) Тесты значимости не доказывают нулевую гипотезу, но показывают только, что наблюдаемые различия между выборкой и нулевой гипотезой едва ли произошли из-за ошибок отбора коллекции (выборки). Другими словами, существует, вероятно, реальное различие между выборкой и нулевой гипотезой, указывающее, что нулевая гипотеза, вероятно, неправильна (ошибочна).

2. Любой тест значимости должен применяться с использованием понятия *уровня значимости*. Это – уровень вероятности, при котором различия между набором наблюдений и нулевой гипотезой могли проявиться как нечто случайное. Обычно используемый уровень значимости – 5 %. В гауссовой статистике, при тестировании наблюдаемого среднего по выборке относительно среднего по гипотетической совокупности μ (нулевая гипотеза), существует всего 5%-ная вероятность того, что μ отличается больше, чем на $2\Delta t$ от среднего по выборке t . Если t отличается от μ больше, чем на $2\Delta t$, то говорят, используя термины статистики, что t "статистически значимо отличается от μ с 5%-ным уровнем значимости". Однако результатом применения теста значимости часто оказывается такое утверждение: t отличается от μ на 95%-ном уровне доверия. Контекст обычно дает ясно понять, о чем речь, но необходимо все же быть осторожным при работе с оценочной статистикой.

Обсуждая уровни значимости, важно отметить, пусть и мимоходом, то, что часто очень большой акцент делается на 5%-ом уровне значимости как на каком-то магическом числе. Вспомним, что мы часто тестируем выборки данных, состоящие из небольшого количества наблюдений. НЕПРОХОЖДЕНИЕ теста значимости на 5%-ом

уровне означает только, что для наблюдаемых различий между нашей картиной и пустой гипотезой мы не можем показать, что они имеют вероятность случайного возникновения, меньшую или равную 5 %. Это не означает, что наблюдаемые различия незначимы. На самом деле наблюдаемые различия могли бы быть значимы для уже немного более высокого уровня значимости (например, 10%) и могли бы быть важны для цели палеомагнитного исследования.

Тесты значимости для использования в палеомагнетизме были сформулированы в 1950-х Ватсоном и Ирвингом (см. список литературы). Эти варианты тестов значимости довольно просты, и их интуитивное понимание появится благодаря нескольким примерам. Поскольку они просты и интуитивно привлекательны, мы ниже рассмотрим эти "традиционные" тесты значимости. Однако многие из этих тестов были усовершенствованы МакФаденом (McFadden) и коллегами с учетом успехов статистической теории. Эти варианты тестов технически превосходят традиционные тесты значимости и обычно используются в современной палеомагнитной литературе. Однако, они более сложны и менее интуитивно понятны, чем традиционные тесты.

Есть два важных соображения при выборе между традиционными версиями тестов значимости и усовершенствованными версиями:

1. Результаты применения этих версий тестов значимости различаются только когда результат близок к критическому значению (на выбранном уровне значимости). Если результат применения традиционной версии соответствующего теста значимости лишь немного *НЕ* попадает в критическую величину для 5%-ого уровня значимости, то стоит использовать усовершенствованные тесты.
2. Усовершенствованные тесты значимости в общем случае более "снисходительны", чем традиционные тесты. Результаты, значимые согласно оценке традиционным тестом значимости, будут значимыми также и при оценке усовершенствованным тестом. Но некоторые результаты, которые не были значимыми на 5%-ном уровне значимости традиционного теста, могли бы *стать значимыми* при оценке усовершенствованным тестом.

Сравнение направлений

Очень простой тест значимости используется, чтобы определить, различимы ли среднее по набору векторных данных и некоторое известное направление. Эти два направления различимы на 5%-ном уровне значимости, если известное направление выпадает из α_{95} круга доверия (доверительного интервала), проведенного вокруг среднего направления. Если же известное направление оказывается внутри α_{95} вокруг рассчитанного среднего, эти два направления – неразличимы на 5%-ном уровне значимости. Этот тест используется, когда надо сравнить среднесайтовое направление с современным геомагнитным полем или с направлением поля осевого геоцентрического диполя, отвечающего месту отбора образцов.

Сравнение двух средних направлений более сложно. Если круги доверия, отвечающие обоим средним направлениям, не перекрываются, направления *различны* на выбранном уровне доверия. Например, если α_{95} -круги двух средних направлений не перекрываются, то эти направления различны с 5%-ным уровнем значимости. Другой способ сформулировать этот результат таков: с 95%-ной вероятностью наборы направленных (векторных) данных, для которых получены эти средние направления, были отобраны из разных совокупностей с разными истинными средними направлениями. В случае если одно или оба средних направления попадают в круг α_{95} другого среднего направления, средние направления неразличимы на 5%-ном уровне значимости.

Для промежуточных случаев, в которых ни одно среднее направление не попало в круг α_{95} другого среднего, но круги α_{95} перекрываются, требуется проведение дополнительного теста значимости. Для этого теста нулевой гипотезой является случай, в ко-

тором два набора направленных данных – это выборки из одной и той же совокупности, а различие между средними – это следствие ошибок отбора образцов (составления выборок).

Рассмотрим два набора направленных данных: один состоит из N_1 направлений (описываемых единичными векторами), дающих результирующий вектор длины R_1 ; другой включает N_2 направлений, дающих результирующее R_2 . Можно определить статистический параметр:

$$F = (N - 2) \frac{(R_1 + R_2 - R)}{(N - R_1 - R_2)} \quad (6.23)$$

где

$$N = N_1 + N_2 ,$$

а R – результирующее всех N отдельных направлений. Этот *статистический параметр* F сравнивается с табулированными величинами для 2 и $2(N - 2)$ степеней свободы. Если наблюдаемый статистический параметр F превосходит табулированную величину для выбранного уровня значимости, то два средних направления различны на этом уровне значимости.

Табулированное F -распределение показывает, насколько два средних по выборкам направления могут различаться (на выбранном уровне вероятности) по причине ошибок отбора образцов. Если вычисленные средние направления различаются очень сильно, но каждый из наборов хорошо *сгруппирован*, то интуиция подсказывает нам, что эти средние направления различны. Выведенные выше формулы должны, конечно, подтвердить этот интуитивный результат. Для двух хорошо сгруппированных наборов направленных данных с очень разными средними направлениями имеет место: $(R_1 + R_2) \gg R$, R_1 почти равно N_1 и R_2 почти равно N_2 , так что $(R_1 + R_2)$ приближается к N . При этих условиях параметр F , данный уравнением (6.23), будет большим и легко превысит табулированное значение. Так что простой интуитивный анализ уравнения (6.23) приводит к разумному результату.

Сравнение средних направлений полезно для проверки независимости среднесайтовых направлений в стратиграфическом разрезе. Смысл независимости среднесайтовых направлений будет обсужден в следующей главе. Сравнение средних направлений также используется в тесте инверсий для оценки палеомагнитной стабильности. Среднее для сайтов нормальной полярности сравнивается со средним по сайтам обратной полярности, обращенным на 180° . Важно иметь в виду, что это сравнение в действительности проверяет тест инверсий на работоспособность, потому что нулевая гипотеза состоит в том, что два средних были отобраны из одной и той же совокупности. Если среднее по сайтам нормальной полярности отличается от антипода среднего по сайтам обратной полярности, то имеет место только 5%-ная вероятность того, что эти два направления были средними для выборок из одной и той же совокупности (с единственным истинным средним направлением). Подобный результат означал бы отрицательный результат теста инверсий. Требуемый результат (прохождение теста инверсий) – это когда два средних неотличимы на 5%-ном уровне значимости.

В иллюстрации теста инверсий, приведенной на рис. 5.16, среднее по сайтам нормальной полярности есть: $I_m = 51,7^\circ$, $D_m = 345,2^\circ$, $\alpha_{95} = 5,4^\circ$. Среднее по сайтам обратной полярности: $I_m = -51,0^\circ$, $D_m = 163,0^\circ$, $\alpha_{95} = 3,6^\circ$. Когда антипод среднего сайтов обратной полярности сравнивается со средним сайтов нормальной полярности, эти средние отличаются меньше чем на 2° друг от друга, и каждое среднее находится внутри α_{95} круга другого среднего. Эти направления неразличимы на 5%-ном уровне значимости, и соответственно тест инверсий для этих среднесайтовых направлений считают положительным.

Тест на случайность (хаотичность)

Когда мы имеем дело с сильно раскиданными направлениями, встает вопрос, не являются ли *наблюдаемые* направления результатом составления выборки из случайной совокупности направлений. (В случайной совокупности векторы однородно распределены по сфере, они не дают никакого среднего направления, и для них $k = 0$.) Даже для набора направлений, действительно составленного из случайной совокупности, набор *наблюдаемых* данных (выборка) редко будет иметь $k = 0$; ошибки составления выборок будут привести к появлению конечных R и конечных (ненулевых) k . Но для заданного числа направлений N существует критическое значение $R (= R_0)$, которое едва ли может оказаться результатом составления выборки из случайной совокупности. Если выбран 5%-ный уровень значимости и наблюдаемое R превышает R_0 , то существует только 5%-ная вероятность того, что наблюдаемые направления были отобраны из случайной совокупности. Следствие: с 95%-ной вероятностью набор направлений был составлен из неслучайной совокупности с $k > 0$.

Тест на случайность часто используется в магнитостратиграфических исследованиях, в которых полярность среднесайтовой *ChRM* (характеристической намагниченности) – искомая фундаментальная информация. Чтобы убедиться, что наблюдаемая среднесайтовая *ChRM HE* есть просто результат осуществления "выборки" из случайной совокупности, следует применить тест случайности. При $N = 3$, критическим является $R_0 = 2,62$, и поэтому необходимо $R > 2,62$ для того, чтобы с 95%-ной вероятностью можно было считать, что наблюдаемое среднее направление не появилось как результат выборки из случайной совокупности. В данном случае $R > R_0$, очевидно, – необходимый результат.

При применении теста на случайность к тесту конгломерата на палеомагнитную стабильность, необходимо, чтобы направления *ChRM*, наблюдаемые в обломках конгломерата, соответствовали выборке из случайной совокупности. Для теста конгломерата, показанного на рис. 5.14, $N = 7$ и $R = 1,52$. Для 5%-ого уровня значимости при $N = 7$ имеет место: $R_0 = 4,18$. Поскольку $R < R_0$, тест на случайность указывает, что наблюдаемый набор направлений, действительно, мог быть отобран из случайной совокупности. Этот результат иллюстрирует случай "преодоления теста конгломерата".

Сравнение точности (тест складки)

В *тесте складки* (или в *тесте наклонного слоя*) исследуются уровни кучности (сходимость) направлений до и после выполнения структурных исправлений. Если кучность повышается после структурной коррекции, то, очевидно, *ChRM* была приобретена до складкообразования, и поэтому "*ChRM прошла тест складки*". Соответствующий тест значимости определяет, является ли повышение кучности статистически значимым.

Рассмотрим два набора направлений: один состоит из N_1 направлений, кучность – k_1 , а другой – из N_2 направлений и k_2 . Если мы предполагаем (нулевая гипотеза), что эти два набора данных – выборки из совокупностей с одинаковыми k , то отношение k_1/k_2 может варьировать из-за ошибки осуществления выборки, согласно:

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\text{var}[2(N_2 - 1)]}{\text{var}[2(N_1 - 1)]} \quad (6.24)$$

где $\text{var}[2(N_2 - 1)]$ и $\text{var}[2(N_1 - 1)]$ – вариации с $2(N_2 - 1)$ и $2(N_1 - 1)$ степенями свободы. Это отношение должно удовлетворять F -распределению, если верно предположение об одинаковых k . Строго говоря, следует ожидать, что это отношение будет близко к 1,0 если две выборки были, действительно, сделаны из совокупностей с одинаковым k . Таблицы F -распределения показывают, как далеко от 1,0 может отклоняться отношение, оставаясь значимым для выбранного уровня значимости. Если наблюдаемое отношение в уравнении (6.24) далеко ушло от 1,0, то совершенно невероятно, что эти два

набора данных являются выборками из совокупностей с одним и тем же k . В таком случае следует признать, что различие в величинах k **значимо**, и два набора данных были, наиболее вероятно, выбраны из совокупностей с различными k .

В тесте складки анализируется отношение величины k после тектонической коррекции (k_a) к величине k до тектонической коррекции (k_b). Тест значимости на сравнение точности заключается в оценке того, насколько отношение k_a/k_b отличается от 1,0. Если k_a/k_b превышает величину F -распределения для 5%-ого уровня значимости, то вероятность того, что наблюдаемое после тектонической коррекции увеличение k является результатом исключительно ошибки выборки, меньше 5%. Или: вероятность того, что увеличение k значимо и набор данных после тектонической коррекции является выборкой из совокупности с k , большим, чем она (k) была в совокупности, из которой была сделана выборка перед тектонической коррекцией, составляет 95%. Такой результат следует рассматривать, как "прохождение коллекцией теста складки".

В качестве примера рассмотрим иллюстрацию теста складки (теста наклонного слоя), показанную на рис. 5.12. Для группы мест отбора коллекции в Николай Гринстон (Nikolai Greenstone) получено: $N = 5$, $k_b = 5,17$, $k_a = 21,51$, и $k_a/k_b = 4,16$. Степени свободы: $2(N - 1) = 8$, и величина фактора $F_{8,8}$ из F -распределения для 5%-ого уровня значимости составляет 3,44. При отношении $k_a/k_b > F_{8,8}$ повышение кучности направлений, вызванное тектонической коррекцией, **ЗНАЧИМО** на 5%-ном уровне значимости. Тест складки, таким образом, **значим** на 5%-ом уровне значимости – в том смысле, что *ChRM* была приобретена до складкообразования.

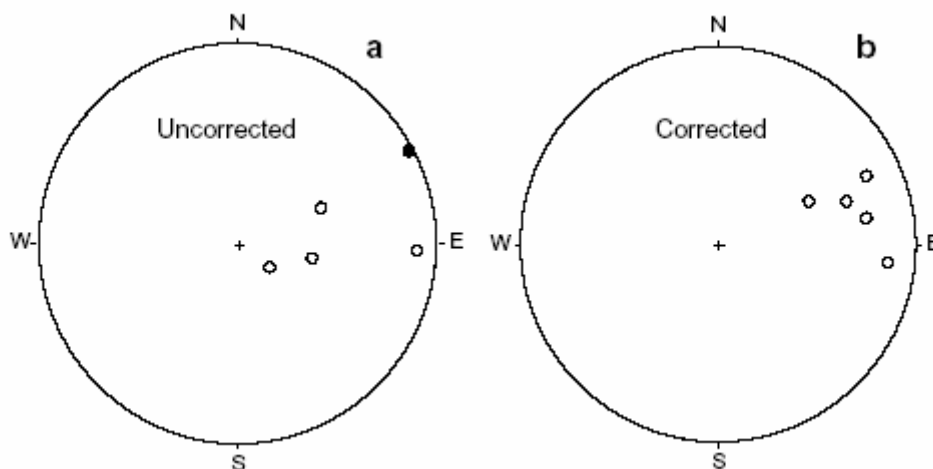


Рис. 5.12. Пример *ChRM*-направлений, которые прошли тест складки. Равноплощадные проекции показывают средние *ChRM*-направления для сайтов каждого из пяти мест отбора в Nikolai Greenstone, Штат Аляска; сплошные кружки указывают направления в нижнюю полусферу; полые кружки указывают направления в верхнюю полусферу. **(a)** *ChRM*-направления *in situ* (до структурной коррекции). **(b)** *ChRM*-направления после структурной коррекции пласта в горизонтальное залегание. Данные из Hillhouse (Can. J. Earth Sci., v. 14, 2578-2592, 1977).

При изучении возможностей намагничивания (перемагничивания), одновременного со складкообразованием, тест значимости применяется *пошагово* в ходе *пошагового* выполнения тектонической коррекции. Результаты обычно выражаются (представляются) как (1) процент "развертки" складки, обеспечивающий максимальное значение k , и (2) интервал степени *развертки* (в процентах) вокруг уровня, обеспечивающего этот максимум k , для которого изменение k незначимо на 5%-ном уровне.

Эти статистические тесты значимости часто являются ключевыми в палеомагнитных исследованиях. Хотя отдельные случаи могут быть сложными, все сказанное выше должно позволить читателю понимать основные элементы тестов значимости, которые обычно используются в палеомагнетизме.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

ВВЕДЕНИЕ В СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ВЕКТОРНЫХ ДАННЫХ
R. A. Fisher, Dispersion on a sphere, Proc. Roy. Soc. London, v. A217, 295–305, 1953.

Классическая работа, вводящая распределение Фишера.

E. Irving, Paleomagnetism and Its Applications to Geological and Geophysical Problems, John Wiley and Sons, New York, 399 pp., 1964.

Глава 4 содержит превосходное введение в статистические методы в палеомагнетизме.

D. H. Tarling, Palaeomagnetism: Principles and Applications in Geology, Geophysics and Archaeology, Chapman and Hall, 379 pp. 1983.

Глава 6 содержит обсуждение статистических методов.

G. S. Watson, Statistics on Spheres, Univ. Arkansas Lecture Notes in the Mathematical Sciences, Wiley, New York, 238 pp., 1983.

N. I. Fisher, T. Lewis, and B. J. J. Embleton, Statistical Analysis of Spherical Data, Cambridge, London, 329 pp., 1987.

Тексты более высокого уровня по статистическому анализу направленных данных.

ТЕСТЫ ЗНАЧИМОСТИ:

G. S. Watson, Analysis of dispersion on a sphere, Monthly Notices Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 7, 153–159, 1956.

G. S. Watson and E. Irving, Statistical methods in rock magnetism, Monthly Notices Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 7, 289–300, 1957.

G. S. Watson, A test for randomness of directions, Monthly Notices Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 7, 160–161, 1956.

M. W. McElhinny, Statistical significance of the fold test in palaeomagnetism, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 8, 338–340, 1964.

Традиционные подходы к статистическим тестам значимости, приложенным к палеомагнетизму, представлены в этих статьях.

P. L. McFadden and F. J. Lowes, The discrimination of mean directions drawn from Fisher distributions, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 67, 19–33, 1981.

P. L. McFadden and D. L. Jones, The fold test in palaeomagnetism, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 67, 53–58, 1981.

Усовершенствованные варианты тестов значимости.

НЕКОТОРЫЕ ПРОДВИНУТЫЕ ПРОБЛЕМЫ:

T. C. Onstott, Application of the Bingham distribution function in paleomagnetic studies, J. Geophys. Res., v. 85, 1500–1510, 1980.

T. Lewis and N. I. Fisher, Graphical methods for investigating the fit of a Fisher distribution for spherical data, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 69, 1–13, 1982.

P. L. McFadden, The best estimate of Fisher's precision parameter k , Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 60, 397–407, 1980.

P. L. McFadden and A. B. Reid, Analysis of palaeomagnetic inclination data, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 69, 307–319, 1982.

P. L. McFadden, Determination of the angle in a Fisher distribution which will be exceeded with a given probability, Geophys. J. Roy. Astron. Soc., v. 60, 391–396, 1980.

УПРАЖНЕНИЯ

6.1. Строгое выражение для α_{95} дается уравнением (6.21). Разумное приближение может быть получено из уравнения (6.22). Рассмотрите направленный набор данных с $N = 9$ и $R = 8,6800$. Исследуйте точность приближения, данного уравнением (6.22), определяя α_{95} для этого набора данных, используя и уравнение (6.21), и уравнение (6.22).

6.2. Рассмотрите таблицу направлений *ChRM*, данную ниже, по которым может быть выполнен тест инверсий. Используйте уравнение (6.22), чтобы оценить α_{95} отдельно для средних по сайтам нормальной и обратной полярности. Затем используйте равноплощадную проекцию, чтобы оценить результаты теста (обращений) инверсий (простое сравнение средних направлений будет достаточным в этом случае).

	N	$I_m (^{\circ})$	$D_m (^{\circ})$	R
Normal-polarity sites:	16	-46.8	26.6	15.4755
Reversed-polarity sites:	12	48.1	215.0	11.4836

6.3. Обычная реакция при взгляде на рисунки 6.2a и 6.2b – то, что числа на осях вероятности являются слишком большими: “Как может иметь место $P_{dA}(\theta) \approx 8$ для $\theta = 0^{\circ}$ и $k = 50$?” Однако вспомним, что $P_{dA}(\theta)$ – вероятность (в расчете на единицу телесного угла) найти направление в пределах угловой области dA , отстоящей на угол θ от истинного среднего направления (при $\theta = 0^{\circ}$). Чтобы доказать, что вероятности, показанные на рисунках 6.2a и 6.2b, – не слишком велики, но, напротив, интуитивно разумны, сделайте следующее вычисление:

a. Определить угловую площадь A (в стерadians) поверхности сферического сектора с центром в $\theta = 0^{\circ}$ и простирающегося до $\theta = 5^{\circ}$ (угловой радиус $= 5^{\circ}$). Чтобы сделать это вычисление, вспомните, что величина угла, отвечающая сферическому сектору с центром в $\theta = 0^{\circ}$, получается следующим интегрированием по заданному диапазону θ (от 0° до 5° в этом случае):

$$A = \int_{\xi=0}^{\xi=2\pi} \int_{\theta} \sin \theta \, d\theta \, d\xi = 2\pi \int_{\theta} \sin \theta \, d\theta$$

b. Из рис. 6.2a видно, что $P_{dA}(\theta)$ не сильно изменяется между $\theta=0^{\circ}$ и $\theta = 5^{\circ}$ (даже для $k = 50$). Так что вероятность обнаружить направление в пределах сферического круга, построенного вокруг $\theta = 0^{\circ}$ и с угловой величиной A , приблизительно дается выражением $P_{dA}(0^{\circ}) \cdot A$. Используйте величину A , определенную выше, и график $P_{dA}(\theta)$ из рис. 6.2a, чтобы вычислить приблизительную вероятность обнаружения направления в пределах сферического круга с центром в $\theta = 0^{\circ}$ и радиусом 5° для совокупности направлений с $k = 50$. Имеет ли числовой результат интуитивный смысл?

ГЛАВА 7. ПАЛЕОМАГНИТНЫЕ ПОЛЮСЫ

Здесь представлена обычная процедура вычисления положения магнитного полюса. Затем даны определения типов магнитных полюсов, в результате чего станет возможным обсуждение способов отбора палеомагнитных коллекций для изучения геомагнитной вековой вариации. В результате, мы получим возможность перейти на следующий уровень палеомагнитного анализа: получение набора данных по средним по сайту направлениям и палеомагнитного полюса, рассчитанного на основе этих направлений. Затем анализируются примеры палеомагнитных полюсов и некоторые практические критерии для оценки их надежности.

ПРОЦЕДУРА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛЮСА

Наклонение и склонение дипольного магнитного поля изменяются в зависимости от положения на земном шаре. Однако положение полюса (магнитного) геоцентрального диполя не зависит от местоположения точки наблюдения. Для многих целей сравнение результатов палеомагнитных определений, отвечающих разным местам наблюдения, упрощается после расчета положений соответствующих полюсов. Это положение полюса – просто географическое местоположение проекции отрицательного конца диполя на поверхность Земли, как показано на рис. 7.1.

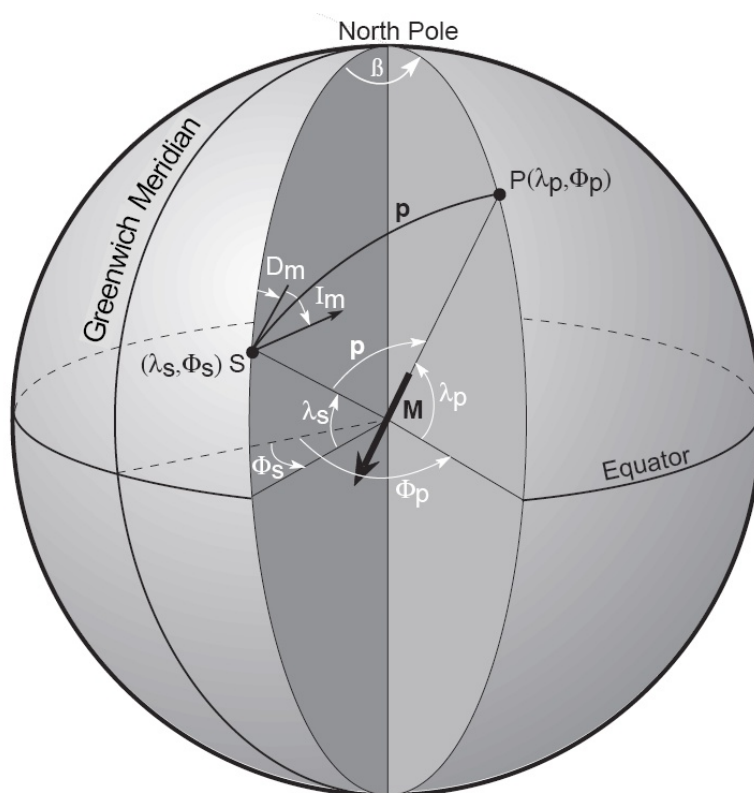


Рис. 7.1. Определение положения (позиции) магнитного полюса по направлению магнитного поля. Координаты места отбора сайта S есть: (λ_s, ϕ_s) ; среднее по сайту направление магнитного поля – I_m, D_m ; $\mathbf{M}$ – геоцентральный диполь, направление которого может быть рассчитано для наблюдаемого магнитного поля; P – магнитный полюс (расположен в λ_p, ϕ_p); p – магнитная коширота (угловое расстояние от S до P); **North**

pole – северный географический полюс; β – различие в долготе между магнитным полюсом и сайтом.

Вычисление положения полюса – навигационная проблема в сферической тригонометрии, которая использует формулу диполя (уравнение 1.15) для определения расстояния от точки наблюдения до местоположения полюса. Детали вывода положения магнитного полюса по направлению магнитного поля даны в Приложении. Договоренности при определении географических координат следующие:

1. Широты увеличиваются от -90° на южном географическом полюсе к 0° на экваторе и до $+90^\circ$ на северном географическом полюсе.
2. Долготы к востоку от Гринвичского меридиана положительны, в то время как западные долготы отрицательны.

Рис. 7.1 иллюстрирует расчет положения полюса (λ_p , ϕ_p) для среднего по сайту направления поля (I_m , D_m), измеренного на сайте с координатами (λ_s , ϕ_s). Сначала определяется магнитная коширота p , представляющая собой расстояние от участка до полюса вдоль соответствующего большого круга. Из формулы диполя (уравнение (1.15)):

$$p = \cot^{-1}\left(\frac{\tan I_m}{2}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{2}{\tan I_m}\right) \quad (7.1)$$

Широта полюса дается выражением:

$$\lambda_p = \sin^{-1}(\sin \lambda_s \cos p + \cos \lambda_s \sin p \cos D_m) \quad (7.2)$$

Различие долгот между полюсом и участком обозначено β , будучи направлено к востоку, положительно и дается

$$\beta = \sin^{-1}\left(\frac{\sin p \sin D_m}{\cos \lambda_p}\right) \quad (7.3)$$

В этот момент при вычислении имеются две возможности для выбора долготы полюса. Если

$$\cos p \geq \sin \lambda_s \sin \lambda_p \quad (7.4)$$

тогда

$$\phi_p = \phi_s + \beta \quad (7.5)$$

Но если

$$\cos p < \sin \lambda_s \sin \lambda_p \quad (7.6)$$

тогда

$$\phi_p = \phi_s + 180^\circ - \beta \quad (7.7)$$

Каждое среднее по сайту направление I_m , D_m имеет соответствующий угол доверия (доверительный интервал) α_{95} . Этот круг доверия вокруг среднего по сайту направ-

ления превращается (нанесенный на карту посредством формулы диполя) в эллипс доверия вокруг расчетного положения полюса (см. рис. 7.2). Угловая длина полуоси эллипса доверия вдоль большого круга, содержащего сайт и полюс, равна:

$$dp = \alpha_{95} \left(\frac{1 + 3 \cos^2 p}{2} \right) \quad (7.8)$$

Полуось, перпендикулярная к этому большому кругу, дается:

$$dm = \alpha_{95} \left(\frac{\sin p}{\cos I_m} \right) \quad (7.9)$$

Как пример, рассмотрим среднее по сайту направление $I_m = 45^\circ$, $D_m = 25^\circ$ с $\alpha_{95} = 5,0^\circ$, наблюдаемое в мест с координатами $\lambda_s = 30^\circ\text{СШ}$, $\phi_s = 250^\circ\text{ВД}$ ($= 110^\circ\text{ЗД}$). Коширота p , данная уравнением (7.1), равна $63,4^\circ$. Из уравнения (7.2) для широты полюса λ_p получаем $67,8^\circ\text{СШ}$, а угол β , согласно уравнению (7.3), равен $86,2^\circ$. Произведение $\sin \lambda_s \cdot \sin \lambda_p = 0,463$, а $\cos p = 0,448$, поэтому $\cos p < \sin \lambda_s \cdot \sin \lambda_p$ и долгота полюса дается уравнением (7.7) как $\phi_p = 342,7^\circ\text{ЗД}$. Результаты расчета полюса иллюстрированы рисунком 7.2. Используя уравнения (7.8) и (7.9), получаем, что эллипс доверия для полюса имеет $dp = 4,0^\circ$ и $dm = 6,3^\circ$.

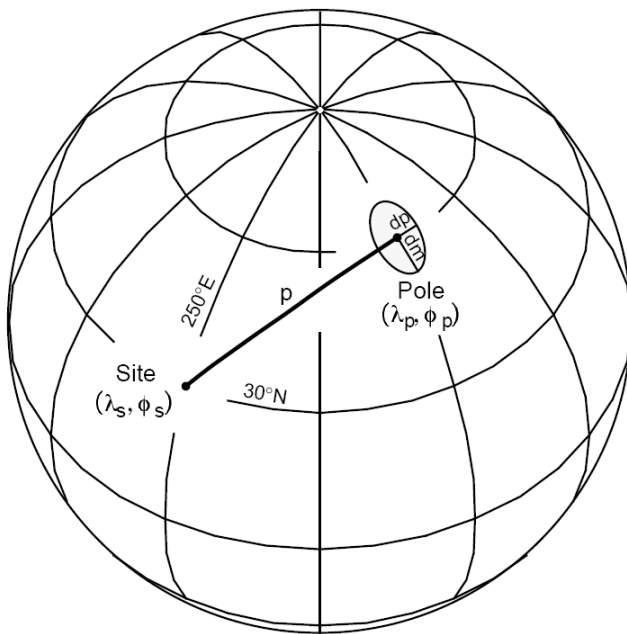


Рис. 7.2. Эллипс доверия вокруг положения геомагнитного полюса. p – магнитная коширота; dp – полуось эллипса доверия вдоль большого круга сайт–полюс; dm – полуось эллипса доверия, перпендикулярная к этому большому кругу. Проекция (для этого и всех глобальных проецирований) – ортогональная, с 30° -ной широтной и долготной сеткой.

ТИПЫ ПОЛЮСОВ

Вышеописанная схема вычисления дает положение северного геомагнитного полюса в предположении, что наблюдаемое направление поля обусловлено геоцентральным диполем. Однако из Главы 1 мы знаем, что геомагнитное поле более сложно, чем простой геоцентральный диполь. Современное геомагнитное поле "составлено" из доминирующего дипольного поля и поля более высокого порядка (недипольного). Кроме того, мы знаем, что геомагнитное поле изменяется со временем. Чтобы учесть эти пространственные и временные особенности, были определены различные типы

магнитных полюсов. Положение этих магнитных полюсов рассчитывается по результатам наблюдений различных видов, и различия между ними значимы и важны.

Геомагнитный полюс

Для современного геомагнитного поля можно исследовать картину распределения результатов наблюдения по Земле и рассчитать наилучший геоцентральный диполь. Положение полюса этого наилучшего диполя называют *геомагнитным полюсом*. В 1980 году северный геомагнитный полюс был расположен в месте с координатами приблизительно 79°СШ, 289°ВД в Канадском Арктическом архипелаге.

Для определения положения геомагнитного полюса необходимо, чтобы полученные по все Земле данные обеспечивали "удаление" вклада недипольного поля. Наблюдение направления магнитного поля в единственном месте использовать нельзя, потому что на наблюдаемое направление, в общем случае, влияло бы недипольное поле. Таким образом, положение полюса, рассчитанное на основе единственного наблюдения в одном месте, не должно совпадать с геомагнитным полюсом. Например, направление современного магнитного поля в Тусоне, Аризона ($\lambda_s \approx 32^\circ\text{СШ}$, $\phi_s \approx 249^\circ\text{ВД}$) составляет $I \approx 60^\circ$, $D \approx 14^\circ$, что соответствует положению полюса в точке $\lambda_p \approx 76^\circ\text{СШ}$, $\phi_p \approx 297^\circ\text{ВД}$, существенно удаленной от современного геомагнитного полюса.

Виртуальный геомагнитный полюс

Каждое положение полюса, которое рассчитано по результатам единственного наблюдения направления геомагнитного поля, называется *виртуальным геомагнитным полюсом* (сокращенно ВГП, *VGP*). Это – полюс геоцентрального диполя, который отвечает направлению магнитного поля в одном месте и в некий единственный момент времени. Как и в вышеприведенном примере, такой *VGP* может быть рассчитан по результатам измерения направления и современного геомагнитного поля в любой точке на Земле. Если определить ВГП для современного геомагнитного поля, измеренного во многих местах на Земле (равномерно распределенных по ней), эти ВГП оказываются разбросаны возле современного геомагнитного полюса. В палеомагнетизме, направление *ChRM*, представляет собой запись направления древнего геомагнитного полевого в месте отбора образцов за интервал времени (в идеале, короткий), в течение которого *ChRM* была приобретена. Таким образом, положение полюса, рассчитанное на основе одного среднесайтового направления *ChRM* – виртуальный геомагнитный полюс.

Палеомагнитный полюс

Из-за недипольных компонент среднесайтовый ВГП, как ожидается, не будет совпадать с геомагнитным полюсом, относящимся ко времени приобретения *ChRM*. Теоретически, геомагнитный полюс в прошлом мог бы быть определен при палеомагнитном исследовании одновозрастных горных пород соответствующего возраста, равномерно распределенных по Земле. На практике же методы датировки пород достаточно точны, чтобы позволить такие определения геомагнитных полюсов только для нескольких ближайших к нам тысяч лет (см. рис. 1.9). Подобная прямая техника, очевидно, не может быть распространена на горные породы старше 5 млн. лет, потому что континентальный дрейф изменил относительные положения на Земле самих мест отбора. Единственный практический способ избавления от эффектов недипольности поля есть усреднение по времени за интервал времени, охватывающий (перекрывающий) периоды вековой вариации недипольного поля. Как обсуждалось в Главе 1, периоды вековой вариации недипольного поля преимущественно меньше чем 3000 лет.

Исследования, представленные в Главе 1, также указывают, что дипольное геомагнитное поле испытывает вековую вариацию, приводящую к тому, что геомагнитный полюс испытывает случайные блуждания вокруг оси вращения с периодами преимущественно от 10^3 до 10^4 лет. Гипотеза геоцентрального осевого диполя (кратко представленная в Главе 1 и исследованная более подробно в Главе 10) утверждает, что, если геомагнитная вековая вариация адекватно представлена отобранными образцами, среднее положение геомагнитного полюса совпадает с осью вращения. Так что коллекция палеомагнитных сайтов, намагниченных за время, охватывающее приблизительно от 10^4 до 10^5 лет, должна "выдать" среднее положение полюса (среднее ВГП, полученных по индивидуальным сайтам), совпадающее с осью вращения. Положения полюса, рассчитанные на "этих условиях" (критериях), называются *палеомагнитными полюсами*. Термин *палеомагнитный полюс* подразумевает, что положение полюса было определено на основе такого набора палеомагнитных данных, который усреднил геомагнитную вековую вариацию и, таким образом, дает положение оси вращения по отношению к положению на Земле места отбора сайтов, которое оно занимало во время приобретения соответствующих *ChRM*.

Процедуры для вычисления палеомагнитных полюсов изменились в течение прошлого десятилетия. Прежде подход состоял в том, чтобы вычислить среднее для формации направление, используя статистику Фишера для осреднения направлений среднесайтовых *ChRM* сайтов из этой геологической формации. Затем, положение палеомагнитного полюса вычислялось из направления, среднего по формации, используя уравнения (7.1) – (7.7). 95%-ный эллипс доверия для палеомагнитного полюса определялся из круга α_{95} около среднего по формации направления (уравнения 7.8 – 7.9). Это положение полюса рассматривалось как палеомагнитный полюс для формации, и эллипс ошибок (разброса) рассматривался как мера точности определения этого положения.

Как показано выше, формула диполя преобразует круг доверия α_{95} для среднего направления в эллипс доверия при рассчитанном полюсе. Точно так же круговое распределение направлений преобразуется в эллиптическое распределение ВГП, рассчитанного для этих направлений. И наоборот, круговое распределение ВГП подразумевает, что распределение направлений намагниченности, обеспечивших расчет этих ВГП, эллипсоидально. Так что средние по сайтам направления или средние по сайтам ВГП (но не оба одновременно) могут иметь круговое распределение около своих соответствующих средних. Исследования больших наборов палеомагнитных данных (для горных пород за последние несколько миллионов лет) показывают, что распределения средних по сайтам ВГП ближе к круговым, чем распределения средних по сайтам направлений. Поэтому теперь в большинстве случаев палеомагнитные полюса определяются по следующей схеме: (1) Для каждого среднего по сайту направления *ChRM* рассчитывается средний по сайту ВГП. (2) Набор ВГП затем используется для нахождения среднего (в фишеровском смысле) положения полюса (палеомагнитного полюса), обращаясь с каждым *VGP* как с точкой на единичной сфере. Процедура определения положения среднего полюса – та же самая, что и для определения среднего направления (уравнения 6.12 – 6.15), за исключением того, что широта ВГП заменяется на наклонение и долгота ВГП – на склонение.

Оценки дисперсии (межсайтовой) средних для сайтов ВГП получаются с помощью тех же самых процедур, что и при изучении направлений (уравнения 6.16 – 6.22). Но в этом случае N = число усредненных ВГП; R = результирующий вектор для этих N усредненных ВГП; и рассчитанный доверительный интервал относится к усредненным к положениям полюса. Принято неофициальное соглашение, в котором для оценок дисперсии ВГП используются заглавные буквы. K – величина параметра кучности k для распределения среднесайтовых ВГП; S – угловая дисперсия ВГП (оценка стандартного углового отклонения ВГП), которая обычно оценивается с помощью уравнений (6.18)

или (6.19); A_{95} – радиус 95%-ного круга доверия возле рассчитанного среднего полюса (истинные средние полюсы лежат внутри круга A_{95} возле рассчитанного среднего полюса с вероятностью 95%).

Рис. 7.3 иллюстрирует пример палеомагнитного полюса (и круга доверия A_{95}) рассчитанные по набору среднесайтовых ВГП. Пример – для раннеюрской *Moenave* формации из северной Аризоны–южной Юты. В этой формации преобладают красные и пурпурно-красные осадки, и пример поведения их ЕОН в ходе температурного размагничивания приведен на рис. 5.7а. Для большинства из изученных 23 сайтов, для которых *ChRM* была успешно выделена, среднесайтовый α_{95} был $< 10^\circ$. Четыре сайта имеют *ChRM* обратной полярности, в то время, как 19 сайтов имеют *ChRM* нормальной полярности; *ChRM* сайтов из групп нормальной и обратной полярностей выдерживают *тест инверсий*. Среднее положение полюса, рассчитанное для 23 среднесайтовых ВГП, есть: $\lambda_p = 58.2^\circ\text{СШ}$, $\phi_p = 51.9^\circ\text{ВД}$. Статистические характеристики среднесайтовых ВГП для этой коллекции: $K = 45,3$, $S = 12,0^\circ$, и $A_{95} = 4,5^\circ$.

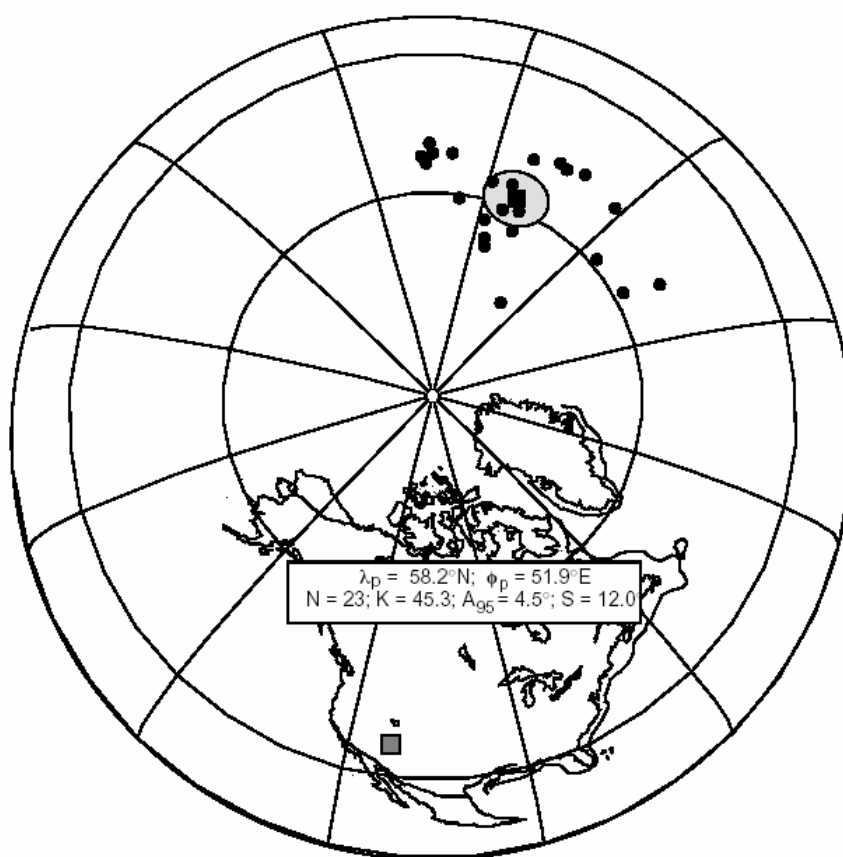


Рис. 7.3. Палеомагнитные полюсы для *Moenave* формации. Сплошные кружки показывают 23 среднесайтовых ВГП, усредненные для определения палеомагнитного полюса, который показан сплошным квадратиком; затененный круг у палеомагнитного полюса – область 95%-ного доверия радиуса A_{95} ; место отбора образцов показано затененным квадратом; вставка дает местоположение палеомагнитного полюса и статистические параметры его достоверности.

ОТБОР ОБРАЗЦОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЕКОВЫХ ВАРИАЦИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Из обсуждения в предыдущей главе ситуации с внутрисайтовой дисперсией ясно, что для обеспечения кондиционности определений желательно иметь для каждого сайта много образцов с хорошо сгруппированными направлениями $ChRM$. Низкие внутрисайтовая дисперсия и α_{95} означают, что среднесайтовое направление и среднесайтовый ВГП известны точно. Однако, ситуация с дисперсией среднесайтовых ВГП, используемых для определения палеомагнитного полюса, становится другой, поскольку при отборе образцов мы преследуем цель изучения (и осреднения) вековых вариаций геомагнитного поля. Очень низкая межсайтовая дисперсия в этом случае – *нежелательный* результат.

Чтобы обеспечить надежную оценку результата усреднения геомагнитного поля по времени для набора среднесайтовых ВГП, эти ВГП должны "содержать запись" геомагнитного поля за интервал времени, больший, чем основные периоды вековых вариаций. При анализе недавнего (практически современного) геомагнитного поля мы узнали, что доминирующие периодичности вековых вариаций $\leq 10^5$ лет. Так что палеомагнитные коллекции сайтов, которые обеспечивают "покрытие" геомагнитного поля более чем за 10^5 или 10^6 лет, должны обеспечивать усреднение вековых вариаций. Набор данных, который выполняет эту задачу, будет "обладать" значительным разбросом (см. ниже). Нередко оказывается трудно или невозможно заранее знать точный интервал времени, который охватывает та или иная коллекция древних горных пород. Методы датирования в принципе могли бы дать оценку возраста разреза (например, 260 ± 15 млн. лет), но в общем случае они не могут обеспечить точную информацию о представленном интервале времени. Таким образом, мы вынуждены судить об адекватности отбора образцов для учета геомагнитного векового хода косвенными способами.

Значительный объем информации о геомагнитных вековых вариациях был получен при изучении (1) исторического геомагнитного поля, (2) из археомагнитных данных, охватывающих последние несколько тысяч лет, (3) палеомагнетизма озерных осадков и (4) палеомагнетизма датированных изверженных горных пород. Довольно детальные записи геомагнитного векового хода оказались доступны за последние несколько тысяч лет. Они обеспечивают информацию об амплитуде, периодах и пространственном распределении вековых вариаций в голоцене. Хотя и менее точная, но значительная информация существует и о вековом ходе поля за последние 5 млн. лет. Со все меньшей точностью, но запись вековых вариаций геомагнитного поля удается получать для всего фанерозоя и даже для докембрия. На основе этой информации можно оценить, какова должна быть угловая дисперсия палеомагнитных данных, чтобы можно было утверждать, что эти данные "содержат" адекватную запись вековых вариаций.

Палеовековые вариации

С целью выяснить фундаментальные свойства геомагнитного поля были разработаны модели геомагнитных вековых вариаций. Развитие и анализ этих моделей для прошлых геомагнитных полей составляют предмет палеовековых вариаций и имеет большое значение для определения палеомагнитных полюсов.

Результаты недавнего анализа палеовековых вариаций за последние 5 млн. лет суммированы на рис. 7.4. Собраны и проанализированы палеомагнитные данные по 2382 лавовым потокам из возрастного диапазона от 0 до 5 млн. лет. Отобранные сайты распределены в пространстве и во времени так, чтобы представить довольно полную картину геомагнитного поля за последние 5 млн. лет. Все данные были сверены, чтобы

гарантировать, что индивидуальные среднесайтовые результаты определены точно, и данные были сгруппированы по широтным полосам. (Для этого возрастного диапазона дисперсия, обусловленная движением литосферных плит, незначима.)

На основе рис. 7.4 можно сделать два фундаментальных вывода:

1. Дисперсия ВГП уверенно ограничена пределом $10^\circ < S < 20^\circ$.
2. Дисперсия ВГП зависит от широты отбора сайтов, увеличиваясь почти в два раза на полюсах, по сравнению с экватором. По крайней мере, для горных пород возраста от 0 до 5 млн. лет, этот анализ является мощным и довольно простым методом для оценки того, обеспечивает ли полученный в результате палеомагнитного изучения пород коллекции набор среднесайтовых ВГП надежную запись (и, значит, возможность осреднения) геомагнитной вековой вариации.

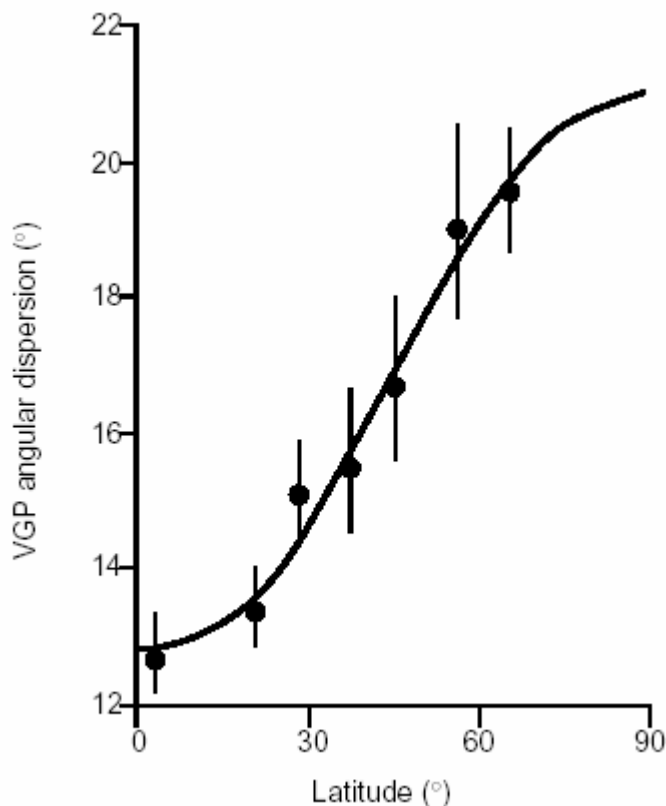


Рис. 7.4. Глобальное обобщение палеовековой вариации для последних 5 млн. лет. Каждая точка данных дает угловую дисперсию ВГП, усредненных по широтной, центрированной относительно точки отбора данных; полоски ошибок — 95%-ный доверительный интервал, гладкая кривая — аппроксимация наблюдений в соответствии с моделью палеовековой вариации. Из Merrill и McElhinny (1983).

Однако что известно о палеовековых вариациях в более отдаленные геологические эпохи? Для позднего мелового периода и кайнозоя знание истории расширения дна океана позволяет выполнять реконструкцию истории движения главных плит. Палеомагнитные данные, получаемые для этих плит, позволяют построить "палеоглобальную" картину палеовековых вариаций. Для интервала от 5 до 45 млн. лет дисперсия (разброс) ВГП для всех широтных полос немного больше, чем для интервала 0 — 5 млн. лет, в то время, как в интервале от 45 до 110 млн. лет, дисперсия ВГП слегка меньше, чем для последних 5 млн. лет. Например, в широтной полосе с центром на широте 10° дисперсия ВГП равна $\sim 19^\circ$ в интервале 5 — 45 млн. лет и $\sim 12^\circ$ для времен 45 — 110 млн. лет, по сравнению с $\sim 13^\circ$ для интервала от 0 до 5 млн. лет.

С еще меньшей уверенностью, чем для последних 110 млн. лет, дисперсия ВГП, обусловленная геомагнитной вековой вариацией, исследована для фанерозоя в целом. Фундаментальным открытием является то, что амплитуда палеовековой вариации была мала в течение суперхрона нормальной полярности в меловом периоде ($\sim 83 - 118$ млн. лет) и в течение пермо-карбонового суперхрона обратной полярности ($\sim 250 - 320$ млн. лет) (см. Главу 9), двух долговременных интервалов, в течение которых инверсий геомагнитного поля не происходило. Однако даже в течение этих интервалов необычно

малых палеовековых вариаций дисперсия ВГП составляла ~75 % дисперсии за последние 5 млн. лет. Так что рис. 7.4 иллюстрирует общий принцип отбора коллекций для "усреднения" геомагнитной вековой вариации, предоставляемый палеомагнитными исследованиями горных пород любого возраста (понимая, что в фанерозое изменения дисперсии ВГП могли достигать $\pm 40\%$).

Тестирование набора палеомагнитных данных на усреднение вековой вариации производится путем сравнения полученной дисперсии средних по сайтам ВГП с предсказанной дисперсией. Если отбор образцов правильно "охватывает" вековую вариацию, наблюдаемая угловая дисперсия среднесайтовых ВГП должна соответствовать тому, что вытекает из рис. 7.4 для палеошироты мест осуществления отбора образцов. Если наблюдаемая дисперсия среднесайтовых ВГП гораздо меньше, чем предсказывает рисунок 7.4, то ВГП более сильно сгруппированы, чем ожидается при адекватном осреднении вековой вариации. Вероятным объяснением является то, что палеомагнитная коллекция не полностью содержит интервал времени, охватывающий самые длинные периоды вековой вариации. Например, если были отобраны 20 потоков лавы, но все потоки были излиты в пределах 100-летнего интервала времени, то отбор за такой, слишком короткий, интервал времени не позволит получить полное представление о геомагнитной вековой вариации. Соответственно, дисперсия ВГП будет гораздо меньше, чем следует из рис. 7.4. Причина в том, что такой набор палеомагнитных данных не обеспечил временного осреднения вековой вариации, требуемого для точного определения палеомагнитного полюса.

Ситуация противоположна, когда дисперсия ВГП существенно больше, чем предсказанная рисунком 7.4. Такой результат указывает, что существовал источник дисперсии ВГП, дополнительный по отношению к тому, что дает правильный отбор вековой вариации. Возможно, имело место тектоническое возмущение в пределах региона, где выполнен отбор коллекции, или обнаружилась трудность в определении среднесайтовых направлений *ChRM*. В любом случае наблюдаемая дисперсия ВГП, которая существенно превышает предсказанную рисунком 7.4, – "*сигнал опасности*", указывающий, что палеомагнитные данные имеют сомнительную надежность.

Голоценовые лавы западных Соединенных Штатов

Детальное изучение палеомагнетизма голоценовых лав запада Соединенных Штатов было выполнено Champion'ом (см. Предложенный список литературы). Всего было отобрано 77 лав, в основном в Аризоне, Орегоне и Айдахо. Большое количество образцов из каждой лавы (от 11 до 41) и весьма надежное выделение *ChRM* привело к среднесайтовым направлениям со средним α_{95} , примерно равным 2° ($\alpha_{95} \approx 2^\circ$). Дисперсия среднесайтовых ВГП для этих 77 лав составила $S = 12,2^\circ$ (95%-ные интервалы доверия: $11,0^\circ$ и $13,8^\circ$). Это меньше, чем $\sim 16^\circ$, предсказанные рисунком 7.4 для сайтов со средней широты 43° СШ. Так что полная дисперсия среднесайтовых ВГП немного меньше, чем типичный для геомагнитного поля за последние 5 млн. лет.

Этот набор точных данных по конкретному региону для последних 10^4 лет обеспечивает возможность исследовать (1) дисперсию среднесайтовых ВГП, ожидаемую для коллекции палеомагнитных сайтов, которые адекватно представляют вековую вариацию, и (2) эффекты увеличения числа отобранных сайтов. Эти данные были использованы для моделирования отбора образцов для анализа вековой вариации по следующей схеме:

1. Случайным образом выбирались пять из 77 среднесайтовых ВГП.
2. С этим набором ВГП обращались как "с искусственным набором палеомагнитных данных" и для него вычислялись "палеомагнитный полюс", A_{95} и статистические характеристики разброса.

3. Затем наборы таких среднесайтовых ВГП по случайной же схеме увеличивались до 10, 20, и 30 сайтов и процедуры их исследования (из 2) были повторены для каждого набора данных. Результаты приведены на рис. 7.5.

Можно сделать два главных вывода из этого рассмотрения:

1. Дисперсия среднесайтовых ВГП визуально кажется большой, но полностью определяется степенью осреднения геомагнитной вековой вариации. Дисперсия среднесайтовых ВГП в диапазоне $10^\circ < S < 25^\circ$ является "нормальной" для набора сайтов, который полноценно охватывает вековую вариацию. Этот уровень межсайтовой дисперсии ВГП желателен для надежного определения палеомагнитного полюса.
2. Для коллекции палеомагнитных сайтов, которая "содержит" вековую вариацию случайным образом, приблизительно десять сайтов будут требоваться, чтобы достигнуть доверительного интервала $A_{95} \leq 10^\circ$. Для многих целей (включая большинство тектонических приложений), желателен именно этот уровень точности. Аналогично $N(\text{число сайтов}) \geq 10$ необходимо и для выполнения разумной по точности оценки угловой дисперсии ВГП.

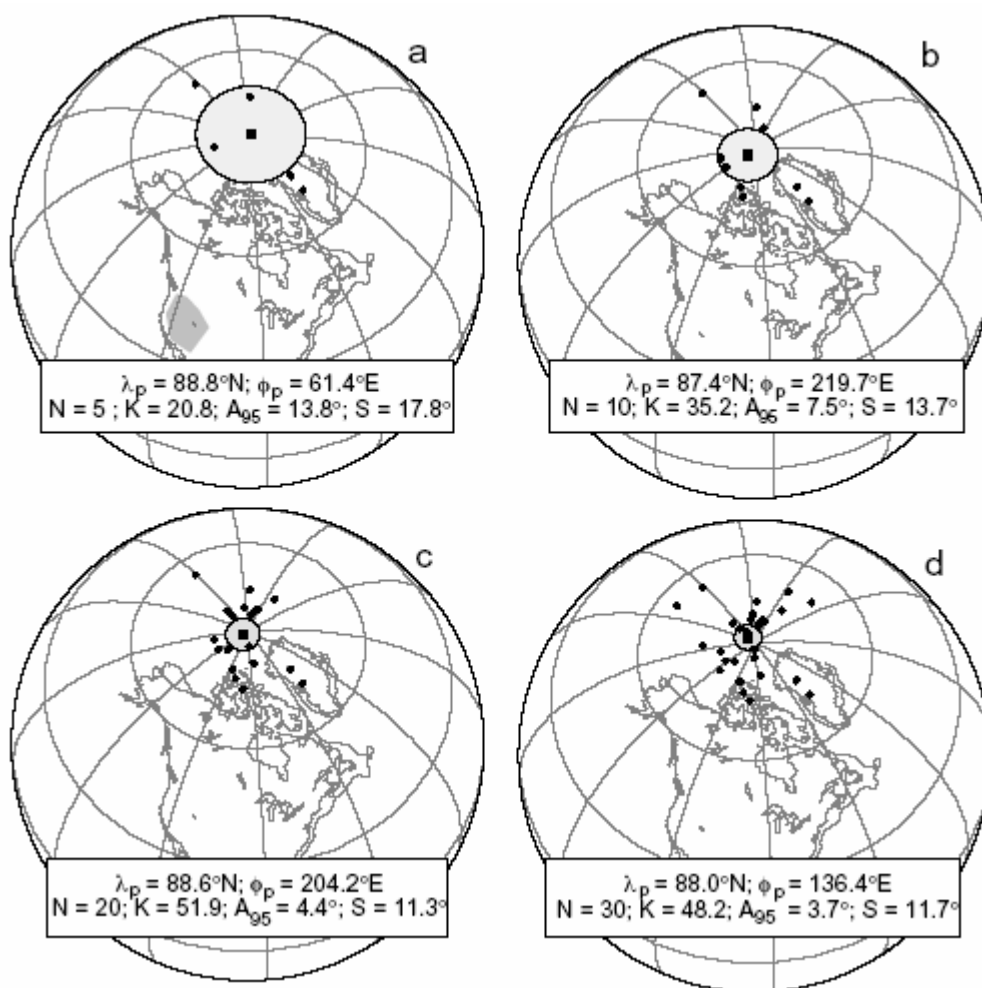


Рис. 7.5. Синтетические палеомагнитные полюсы, полученные при случайной выборке из обширного набора палеомагнитных данных для голоценовых лав западных Соединенных Штатов. В каждом графике сплошные кружки показывают среднесайтовые ВГП, усредненные для определения "палеомагнитного полюса", показанного сплошным квадратиком; затененный круг возле палеомагнитного полюса – 95%-ный круг доверия радиуса A_{95} ; вставка дает местоположение палеомагнитного полюса и его статистические параметры. (а) Синтетический палеомагнитный полюс, отвечающий случайному выбору пяти ВГП; регион отбора сайтов показан пунктирным многоугольником. (б) Синтетический палеомагнитный полюс для десяти "случайных" ВГП. (в) Синте-

ческий палеомагнитный полюс при случайном выборе 20 ВГП. (d) Синтетический палеомагнитный полюс для 30 ВГП. Данные из Champion (1980).

ПРИМЕРЫ ПАЛЕОМАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ

В этом разделе мы приводим примеры палеомагнитных полюсов, начиная со случаев полюсов, которые определены очень надежно, переходя затем к случаям, в которых они определены менее хорошо. Эти примеры демонстрируют различные приемы и принципы получения палеомагнитных данных, которые были проанализированы в этой и предыдущих главах. Акценты сделаны на палеомагнитных аспектах этих демонстрационных примеров, отвлекаясь от конкретной геологической интерпретации.

Палеоценовые интрузивы с севера и из центра Монтаны

Diehl и другие (см. список работ) провели палеомагнитное исследование, которое обеспечило очень надежное определение палеомагнитного полюса. И по количеству, и по качеству палеомагнитных данных, результирующий палеомагнитный полюс для палеоцена Северной Америки расценивается как определенный необычно хорошо. Многочисленные радиометрические датировки устанавливают возраст неглубоко залегающих кислых интрузий (shallow level alkalic igneous intrusions) в Judith Mountains, Moccasin Mountains и в Малых Скалистых Горах как палеоценовый. Эти горные породы обычно внедрены в горизонтально лежащие более древние осадочные горные породы. Отобран сорок один палеомагнитный сайт с, по крайней мере, восемью независимо ориентированными кернами в каждом сайте. Вторичные компоненты *NRM* обычно легко "стирались", а *ChRM* выделялась в широком диапазоне размагничивающего переменного поля. *ChRM* была успешно выделена на 36 из этих 41 сайтов, и для 32 из них определены среднесайтовые *ChRM*-направления с $\alpha_{95} < 10^\circ$. Пять сайтов показывают обратную полярность, и группы образцов нормальной и обратной полярностей проходят тест инверсий на палеомагнитную стабильность. По природе *ChRM* – явно первичная *TRM*, образовавшаяся в ходе первого охлаждения этих изверженных горных пород. Среднесайтовые ВГП приведены на рис. 7.6. Для сайтов обратной полярности рассчитаны и нанесены ВГП, отвечающие противоположным направлениям намагниченности. Вокруг результирующего палеомагнитного полюса приведен также круг доверия радиуса A_{95} . Статистические оценки, выполненные для набора среднесайтовых ВГП, тоже представлены на рис. 7.6. Дисперсия в $17,8^\circ$ для среднесайтовых ВГП хорошо сопоставима с $S \approx 17^\circ$, "предсказанной" рисунком 7.4 для палеошироты $\sim 45^\circ$. Этот результат указывает, что дисперсия среднесайтовых ВГП отвечает хорошему (адекватному) отбору образцов для осреднения геомагнитной вековой вариации. Поскольку в коллекции наблюдались и нормальная, и обратная полярности *ChRM*, интервал времени внедрения этих интрузий, должно быть, охватил части, по крайней мере, двух интервалов полярности.

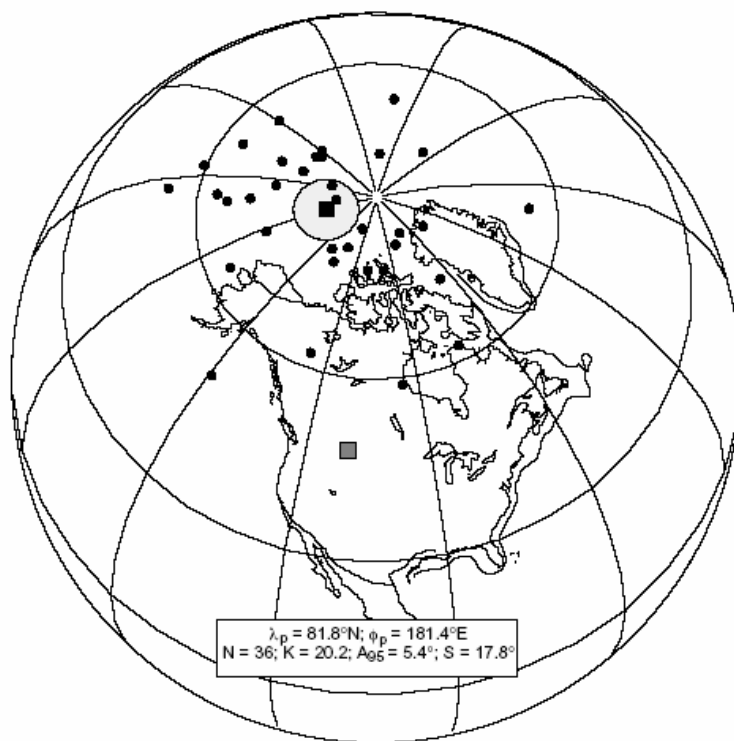


Рис. 7.6. Палеомагнитный полюс по палеоценовым интрузивам севера центра Штата Монтана. Символы – как на рис. 7.3.

Многое из того, что необходимо для определения палеомагнитного полюса, присутствует в этом исследовании. Критерии надежного выделения среднесайтовых направлений *ChRM*, указанные в Главах 5 и 6, удовлетворены. Тест инверсий на палеомагнитную стабильность пройден и, наряду с другими данными, это указывает, что *ChRM* – первичная *TRM*, а большое число сайтов обеспечивает надежную оценку среднесайтовой дисперсии ВГП, которая соответствует адекватному вековой вариации отбору коллекции. Это палеомагнитное исследование, таким образом, обеспечивает надежно определенный палеомагнитный полюс для палеоцена Северной Америки, и доверительный интервал A_{95} есть реалистическая оценка точности определения этого полюса.

Юрские горные породы юго-восточной Аризоны

Палеомагнитный полюс "промежуточной" надежности был определен для среднеюрских вулканических и вулканобломочных (volcaniclastic) горных пород юго-восточной Аризоны (см. Список). Девятнадцать сайтов, содержащих, в среднем по семь кернов на сайт, были собраны в Corral Каньоне в Горах Патагонии. Изотопные данные указывают возраст 172 ± 6 млн. лет. Некоторые вулканические объекты содержали магнетит как доминирующий ферромагнитный минерал, в то время как гематит преобладает в более окисленных вулканитах, и был один сайт красного аргиллита.

Для сайтов с магнетитом как доминирующим носителем *NRM*, размагничивание переменным полем показало то же самое направление *ChRM*, что и температурное размагничивание. Для сайтов с гематитовым носителем *NRM* температурное размагничивание оказалось в большинстве случаев "успешным" при выделении *ChRM*. Однако наличие наведенной молнией *IRM* было обнаружено на трех сайтах, для которых *ChRM* не удалось выделить. Направления *ChRM* были определены для остальных 16 сайтов. Но и тут оказалось, что четыре среднесайтовых направления довольно сильно отклоне-

ны от других 12 средних (больше чем на два стандартных угловых отклонения). Хотя здесь возможны только чисто умозрительные (спекулятивные) оправдания, но эти четыре сайта, вероятно, не обеспечивают записи типичного для средней юры геомагнитного поля и не использовались для определения палеомагнитного полюса.

Среднесайтовые направления *ChRM* по 12 оставшимся сайтам оказались вполне разумными; восемь среднесайтовых направлений имели $\alpha_{95} < 10^\circ$. Один сайт дал обратную полярность с антиподом, попавшим в середину 11 среднесайтовых направлений нормальной полярности. К сожалению, только с одним сайтом обратной полярности проведение теста обращений, строго говоря, невозможно. Среднесайтовые ВГП показаны на рис. 7.7 наряду с результирующим палеомагнитным полюсом и статистическими оценками. Наблюдаемая дисперсия среднесайтовых ВГП, равная $11,5^\circ$, находится в разумном согласии с $S \approx 13^\circ$, вытекающим из рис. 7.4 для адекватного отбора вековой вариации.

Этот палеомагнитный полюс следует рассматривать как полюс "промежуточной" надежности, потому что палеомагнитные данные, на основе которых он построен, кроме сильных сторон, имеют и некоторые слабые стороны. Как на сильную сторону, следует указать на несколько аспектов, которые указывают, что направления *ChRM* в этих среднеюрских вулканических горных породах отражают первичную *TRM*:

1. Направления *ChRM* надежно выделены как для многочисленных вулканических объектов, находящихся в различной степени вторичного окисления, так и для перемежающихся их осадочных объектов.
2. Сайт с *ChRM* обратной полярности имеет направление *ChRM*, диаметрально противоположное среднесайтовым направлениям нормальной полярности.
3. Дисперсия среднесайтовых ВГП находится в согласии с величиной, отвечающей "адекватному" отбору геомагнитной вековой вариации.

Все вместе эти наблюдения указывают, что *ChRM* рассмотренных вулканических горных пород – первичная *TRM*.

Слабой стороной данных является то, что результаты по нескольким сайтам пришлось отбросить: потому что *ChRM* не могла быть выделена, или потому, что среднесайтовое *ChRM*-направление сильно отклонялось от среднесайтовых направлений доминирующего набора сайтов. Неважно, как хорошо удалось объяснить причину такого несогласия данных, – это всегда вызывает некоторое недоверие к окончательным результатам. В конце концов, только 12 сайтов оказались приемлемы для определения палеомагнитного полюса. Успешное выделение направлений *ChRM* для большего числа сайтов могло бы обеспечить более уверенное определение полюса. Однако есть достаточные основания рассматривать полюс Corral Каньона, рассчитанный по этим палеомагнитным данным, как определенный довольно надежно, а соответствующий $A_{95} \approx 6^\circ$, как реалистическую оценку точности.

Два проблемных случая

Рисунок 7.8 иллюстрирует случай "палеомагнитных полюсов", достоверность которых страдает от двух очень различных недостатков палеомагнитных данных, использованных для их определения. На рис. 7.8а приведены среднесайтовые ВГП по 25 сайтам из стратиграфического разреза палеоценовых лав в Gringo Ущелье около Патагонии, Аризона. Все среднесайтовые направления *ChRM* были надежно определены. Однако все они характеризуются обратной полярностью. Кроме того, дисперсия S среднесайтовых ВГП составляет только $4,1^\circ$, что отличается от предсказанной для палеошироты 30° дисперсии $S \approx 14^\circ$. Очевидная проблема здесь состоит в том, что ВГП слишком сильно сгруппированы. Это заставляет предполагать, что эти 25 лав в Gringo Ущелье не "усреднили" геомагнитную вековую вариацию. Эти потоки, наиболее веро-

ятно, излились очень быстро, в течение интервала времени, существенно меньшего, чем наиболее длиннопериодные вековые вариации (возможно, $< 10^3$ лет).



Рис. 7.7. Палеомагнитные полюсы, определенные для среднеюрских вулканических и вулканокластических горных пород юго-восточной Аризоны. Обозначения – как на рис. 7.3.



Рис. 7.8а. Пример 1 “палеомагнитного полюса”, построенного по проблематичным данным. Палеомагнитный полюс для палеоценовых лав в южной Аризоне. Регион отбора сайтов показан зачерненным квадратиком; этот набор палеомагнитных данных, вероятно, не соответствовал принципам “отбора” геомагнитной вековой вариации. Обозначения – как на рис. 7.3.

Малый угол доверия ($A_{95} = 1,4^\circ$) для рассчитанного положения полюса создает впечатление высокой точности определения полюса. В этом случае, однако, малый A_{95} вводит в заблуждение. Полюс для Gringo Ущелья не более точен, чем палеомагнитный полюс, определенный по палеоценовым интрузиям центра северной части Монтаны, обсуждавшийся выше. Напротив, полюс Gringo Ущелья определен не так надежно, как по интрузивам Монтаны. Этот пример указывает на важность тщательной экспертизы данных (по крайней мере, на среднесайтовом уровне) при обсуждении надежности палеомагнитных полюсов.

Вследствие изменения экспериментальных методов и критериев выполнения определений, в литературе можно найти много "палеомагнитных полюсов", которые теперь уже нельзя считать надежно определенными. Чтобы не травмировать эго авторов, о следующем примере из литературы рассмотрим анонимно. Палеомагнитный отбор был выполнен на вулканических горных породах в южном полушарии. В соответствующей публикации говорится о результатах по 12 сайтам. Однако если применять критерии селекции данных, требующие трех или более образцов на сайт и того, чтобы для среднесайтового α_{95} было: $\alpha_{95} \leq 20^\circ$, тогда остаются данные только по трём сайтам! Среднесайтовые ВГП для этих трех сайтов приведены на рис. 7.8b; использовано стандартное соглашение показывать палеомагнитный полюс вблизи современного южного географического полюса для определений по образцам, отобранным в южном полушарии.

Хотя полюс имеет $A_{95} = 8,7^\circ$ и, на первый взгляд, не кажется плохо определенным, снова "внешность обманчива". Как сказано выше, палеомагнитный набор данных с только тремя среднесайтовыми направлениями не может обеспечивать адекватное осреднение геомагнитной вековой вариации. Такой набор данных может обеспечивать не больше, чем грубые оценки стандартного углового отклонения. Поэтому, подобный набор палеомагнитных данных, фактически, не дает надежного определения палеомагнитного полюса. В отличие от предыдущих примеров, в случае малого числа сайтов невозможна строгая оценка степени осреднения вековой вариации.

ПРЕДОСТЕРЕЖЕНИЯ И РЕЗЮМЕ

Основные соображения и проведенное выше обсуждение относительно отбора коллекций для правильного осреднения геомагнитной вековой вариации предполагают, что *ChRM* приобретена за интервал времени (обычно $\leq 10^2$ лет), который намного короче, чем доминирующие периодичности вековой вариации. Это предположение, конечно, справедливо для вулканических горных пород, потому что их охлаждение через интервал температур блокирования *TRM* происходит, самое большое, в течение нескольких лет. Однако для глубоких интрузий (особенно для плутонов), приобретение первичной *TRM* может происходить в течение миллионов лет. Подобное медленное охлаждение может иметь результатом осреднение геомагнитного поля во времени *внутри сайта* (и даже в пределах образца).

Пример такого временного интегрирования геомагнитного поля дает палеомагнитное изучение меловых плутонов Сьерра-Невады (см. *Frei et al* в Списке). После удаления вклада внутрисайтовой дисперсии оказалось, что дисперсия межсайтовых *ChRM*-направлений в трех глубинных телах (плутонах) лежит в пределах от $4,8^\circ$ до $9,7^\circ$. Эта дисперсия существенно ниже, чем $\sim 16^\circ$, которые "должны быть" на палеошироте мела Сьерра-Невады. Межсайтовая дисперсия столь низка не потому, что горные породы были намагничены за время, слишком короткое, чтобы обеспечить адекватное осреднение вековой вариации. Наоборот, низкая дисперсия есть следствие хорошего временного осреднения направления геомагнитного поля на уровне сайта или даже образца, поскольку эти горные породы очень медленно преодолевали при охлаждении интервалы своих блокирующих температур.

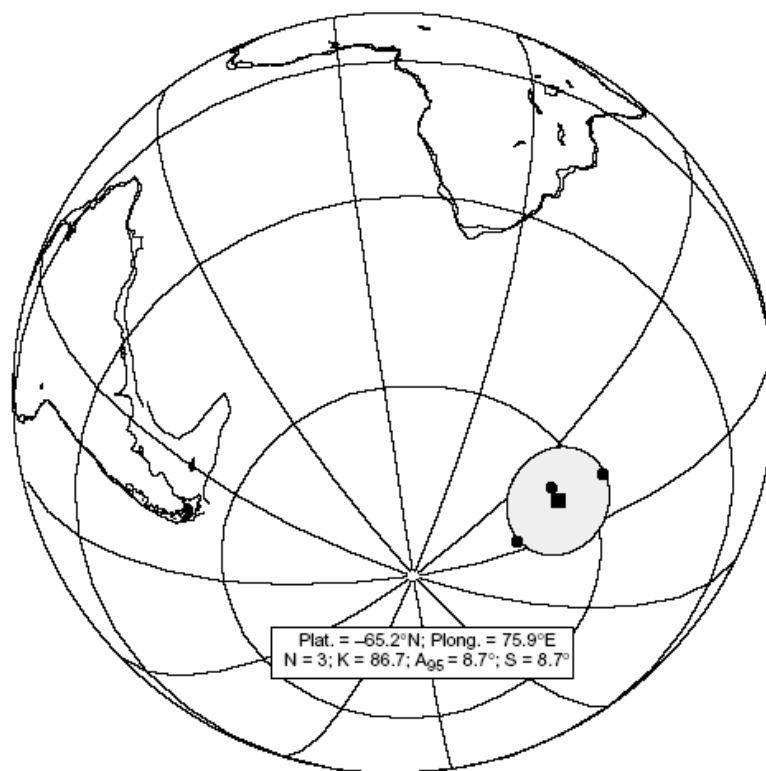


Рис. 7.8b. Пример 2 “палеомагнитного полюса”, построенного на проблематичных данных. Полюс (полюс-ловушка), построенный на основе только трех среднесайтовых ВГП. Обозначения – как на рис. 7.3.

Временное интегрирование направления геомагнитного полевого может происходить также и в осадочных горных породах: с медленной фиксацией *pDRM* или в красноцветах с продолжительным приобретением *CRM*. Для любых объектов (единиц) горной породы, в которых приобретение *ChRM* осредняет вековую вариацию за более чем 10^3 лет, дисперсия среднесайтовых ВГП может быть существенно меньше, чем предсказанная рисунком 7.4. Это должно быть учтено при оценке того, обеспечивает ли набор палеомагнитных данных необходимое осреднение вековой вариации.

Для палеомагнитных данных по стратиграфическому разрезу вулканических горных пород, необходимо учитывать факт эпизодичности (дискретности) вулканических извержений. Если последовательность потоков была извергнута за короткий интервал времени так, что не было существенной вековой вариации поля между извержениями, – отдельные потоки в последовательности не являются независимым источником данных по геомагнитному полю. Поэтому для смежных сайтов в стратиграфическом разрезе нужно исследовать среднесайтовые направления *ChRM*, чтобы определить, являются ли эти направления статистически различимыми. В стратиграфических последовательностях с неразличимыми среднесайтовыми направлениями такие направления должны быть усреднены, и обращаться с этой суммой следует, как с единственной точкой данных по геомагнитному полю.

Основы и примеры, представленные в этой главе, обеспечивают некоторые критерии для оценки палеомагнитных данных, особенно данных, используемых для определения палеомагнитных полюсов. Хотя каждый случай должен оцениваться отдельно и строгих правил, в-общем, нет, следующие критерии отражают здравому смысл:

1. Настоятельно рекомендуется отбирать много образцов из каждого сайта (три или больше, но предпочтительно шесть-десять). Среднесайтовые *ChRM* должны быть хорошо определены, как обсуждалось в Главе 6; средние по сайтам с $\alpha_{95} \geq 20^\circ$ должны в

общем случае рассматриваться как недопустимые для включения в набор данных, используемый для определения палеомагнитного полюса.

2. Применение полевых тестов палеомагнитной стабильности и строгая оценка их результатов могут обеспечивать решающую информацию о времени приобретения *ChRM*. Особенно же для древних горных пород из зон орогенеза полевые тесты могут быть неоценимы.

3. Число среднесайтовых ВГП, используемых обыкновенно для вычисления палеомагнитного полюса, должно быть десять или больше. Это число требуется для осуществления разумного осреднения геомагнитной вековой вариации и для оценки дисперсии среднесайтовых ВГП.

4. Дисперсия среднесайтовых ВГП должна быть в согласии с адекватным осреднению геомагнитной вековой вариации отбором коллекции.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

D. E. Champion, Holocene geomagnetic secular variation in the western United States: Implications for the global geomagnetic field, U.S. Geological Survey Open File Report, No. 80-824, 314–354, 1980.

Обширное исследование голоценовых вулканических горных пород на западе Соединенных Штатов, на котором основаны результаты рис. 7.5.

A. Cox, Latitude dependence of angular dispersion of the geomagnetic field, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 20, 253–192, 1970.

Обсуждает дисперсию направлений геомагнитного поля и положений ВГП.

J. F. Diehl, M. E. Beck, Jr., S. Beske-Diehl, D. Jacobson, and B. C. Hearn, Paleomagnetism of the Late Cretaceous–Early Tertiary North-Central Montana Alkaline Province, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 10,593–10,609, 1983.

Статья, сообщающая о палеомагнитных данных, использованных в рисунке 7.6.

E. J. Ekstrand and R. F. Butler, Paleomagnetism of the Moenave Formation: Implications for the Mesozoic North American apparent polar wander path, *Geology*, v. 17, 245–248, 1989.

Статья, сообщающая о палеомагнитных полюсах, иллюстрируемых на рисунке 7.3.

L. S. Frei, J. R. Magill, and A. Cox, Paleomagnetic results from the central Sierra Nevada: Constraints on reconstructions of the western United States, *Tectonics*, v. 3, 157–177, 1984.

Это палеомагнитное исследование дает пример внутрисайтового временного интегрирования геомагнитной вековой вариации.

E. Irving and G. Pullaiah, Reversals of the geomagnetic field, magnetostratigraphy, and relative magnitude of paleosecular variation in the Phanerozoic, *Earth Sci. Rev.*, v. 12, 35–64, 1976.

Демонстрирует анализ изменения величины палеовековой вариации в геологическом масштабе времени.

S. R. May, R. F. Butler, M. Shafiqullah, and P. E. Damon, Paleomagnetism of Jurassic rocks in the Patagonia Mountains, southeastern Arizona: Implications for the North American 170 Ma reference pole, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 11,545–11,555, 1986.

Статья, сообщающая о палеомагнитном полюсе, иллюстрированном на рисунке 7.7.

P. L. McFadden, Testing a palaeomagnetic study for the averaging of secular variation, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 61, 183–192, 1980.

Представляет некоторые передовые статистические методы оценки того, усреднили ли набор палеомагнитных данных вековую вариацию.

R. T. Merrill and M. W. McElhinny, *The Earth's Magnetic Field: Its History, Origin, and Planetary Perspective*, 401 pp., Academic Press, London, 1983.

Глава 6 представляет глубокий анализ палеовековой вариации.

R. W. Vugteveen, A. E. Barnes, and R. F.

Butler, Paleomagnetism of the Roskrige and Gringo Gulch Volcanics, southeast Arizona, J. Geophys. Res., v. 86, 4021–4028, 1981.

Палеомагнитные результаты, иллюстрированные на рис. 7.8а, изложены в этой статье.

УПРАЖНЕНИЯ

7.1 Палеомагнитный сайт из олигоценового потока спеченного зольного туфа был отобран в точке $\lambda_s = 35^\circ\text{СШ}$, $\phi_s = 241,2^\circ\text{ВД}$. Среднесайтовые данные для *ChRM* таковы: $N = 8$, $I_m = -17,9^\circ$, $D_m = 232,6^\circ$, $k = 320,0$.

а. По этим данным вычислите среднесайтовый ВГП для этого сайта. Обратите внимание: магнитная коширота p должна иметь положительное значение (это – дуга большого круга между сайтом и магнитным полюсом). Если Вы получаете отрицательное число для

$$p = \cot^{-1}\left(\frac{\tan I_m}{2}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{2}{\tan I_m}\right)$$

тогда

$$p = \tan^{-1}\left(\frac{2}{\tan I_m}\right) + 180^\circ.$$

б. Оцените полуоси (dp , dm) эллипса доверия вокруг этого ВГП.

7.2 Ниже приведены сводки данных для двух (предположительно) позднекарбоновых формаций, обнажающихся в центральной Манитобе, Канада. Мы рассматриваем использование этих данных для определения позднекарбонового палеомагнитного полюса для кратона Северной Америки. Проанализируйте данные, считая, что направления *ChRM*-были определены современными методами размагничивания; нанесите результаты на равноплощадную проекцию; и определите, который из этих двух наборов данных "выдает" наиболее надежный позднекарбоновый палеомагнитный полюс. Приведите ваши рассуждения при выборе наиболее надежного набора палеомагнитных данных. Обратите внимание: в позднем карбоне и в большей части перми геомагнитное поле все время было в состоянии обратной полярности.

Blue-winged Olive формация: $N = 22$ сайта из горизонтально залегающих красноцветов; все сайты имеют обратную полярность. Среднее по 22 среднесайтовым ВГП:

$$N = 22, \lambda_p = 44,6^\circ\text{СШ}, \phi_p = 123,4^\circ\text{ВД}, K = 34,2, A_{95} = 5,1^\circ.$$

Muddler Minnow формация: $N = 27$ сайта из базальто-андезитовых потоков; $N = 13$ сайтов нормальной полярности из горизонтально залегающих слоев имеют среднее направление:

$$N = 13, I_m = 15,0^\circ, D_m = 309,0^\circ, k = 27,4, A_{95} = 12,1^\circ$$

$N = 14$ сайтов обратной полярности из слоев с азимутом падения = 317° и падением = 18° имеют *in situ* (до структурного исправления) среднее направление:

$$N = 14, I_m = -52,0^\circ, D_m = 169,0^\circ, k = 24,7, \alpha_{95} = 12,8^\circ$$

ГЛАВА 8. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ МАГНЕТИЗМА ГОРНЫХ ПОРОД

В Главе 3 мы проанализировали основные механизмы, путем которых формируются *NRM* (ЕОН). В этой главе рассмотрен ряд специальных проблем магнетизма горных пород. Эти проблемы таковы: (1) специфические свойства некоторых типов *NRM*, такие как способность *TRM* сохранять сведения о палеонапряженности геомагнитного поля; (2) влияние химических изменений магнетика на первичную *NRM*; (3) вопросы точности записи поля намагниченностью *NRM*, в особенности вопросы ошибки наклона *DRM*, и возможное влияние магнитной анизотропии на запись направления поля и (4) определение времени приобретения остаточной намагниченности красными отложениями (красноцветами). На некоторые из этих вопросов не существует надежных ответов. Но рассмотрение этих тем важно для интерпретации палеомагнитных данных в следующих главах.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТИ ПО ТЕРМООСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Рассмотрение теории термоостаточного намагничивания в Главе 3 было сосредоточено на особенностях записи направления поля в *TRM*. Но *TRM* уникальна среди видов естественной намагниченности в том, что она обеспечивает информацию и о напряженности геомагнитного поля в прошлом. Рассмотрим уравнение (3.28), которое описывает зависимость *TRM* от различных параметров, включая напряженность намагничивающего поля *H*:

$$TRM(20^\circ\text{C}) = N(T_B) v j_s(20^\circ\text{C}) \cdot \tanh(b) \quad (8.1)$$

где

$$b = \frac{v j_s(T_B) H}{k T_B}.$$

Для типичных величин параметров *b* обычно $\ll 1,0$. Это обеспечивает полезное упрощение аналитики, потому что $\tanh b \approx b$ для $b \ll 1,0$. Таким образом, из уравнения (8.1) имеем:

$$TRM(20^\circ\text{C}) \approx N(T_B) v j_s(20^\circ\text{C}) \left(\frac{v j_s(T_B) H}{k T_B} \right) \quad (8.2)$$

TRM, таким образом, линейно зависит от напряженности магнитного поля, действовавшего в момент охлаждения через блокирующую температуру. Зависимость от магнитного поля может быть выписано в более явном виде, объединив члены, которые зависят от распределения зерен по размеру и форме, по блокирующим температурам и ряду "ферромагнитных" свойств (например, $N(T_B)$, $j_s(T_B)$ и т.д.) в постоянную пропорциональности *A*. Уравнение (8.2) становится:

$$TRM(20^\circ\text{C}) = A \cdot H. \quad (8.3)$$

Если рассматриваемая TRM была сформирована охлаждением в геомагнитном поле, то эта естественная TRM (TRM_{paleo}) линейно зависит от напряженности палеомагнитного поля, обычно называемой "палеонапряженность". Процедура определения палеонапряженности состоит в том, чтобы определить постоянную пропорциональности A .

Предположим, что мы пытаемся "извлечь" палеонапряженность геомагнитного поля из конкретного образца горной породы, содержащего первичную TRM , которую мы называем TRM_{paleo} . Выделить и измерить TRM_{paleo} нетрудно, но ни того, ни другого множителя в правой части уравнения (8.3) мы не знаем. В принципе, постоянная пропорциональности A может быть определена, если создать в этом же образце новую TRM (TRM_{lab}) в известном магнитном поле H_{lab} так, чтобы

$$TRM_{lab} = A H_{lab} \quad (8.4)$$

Если естественная TRM (TRM_{paleo}) однокомпонентна, то палеонапряженность можно оценить (определить), объединяя уравнения (8.3) и (8.4), чтобы избавиться от постоянной пропорциональности A . Для H_{paleo} получаем:

$$H_{paleo} = \left(\frac{TRM_{paleo}}{TRM_{lab}} \right) H_{lab} \quad (8.5)$$

В принципе, все величины в уравнении (8.5) легко измеримы, и палеонапряженность может быть определена. Однако весь эксперимент зависит от допущения, что никаких изменений в самом коэффициенте пропорциональности A не происходит. Это означает, что не происходило никаких изменений ни в каких свойствах, которые определяют коэффициент A (размер или состав ферромагнитного зерна и т. д.), ни в природе, начиная с момента образования TRM , ни в процессе лабораторного нагревания. Практически, палеонапряженность геомагнитного поля определить очень трудно, потому что ферромагнитные зерна, несущие естественную TRM , обычно уже подверглись изменениям, и/или требуемое нагревание образца в лаборатории приводит к физическим или химическим изменениям магнетика. Чтобы извлечь из породы полезную информацию о палеонапряженности при более низких температурах перед тем, как в ней произошли изменения при более высоких температурах, эксперимент по определению палеонапряженности обычно проводится как серия нагреваний шагами от низких к более высоким температурам.

Процедура представляет собой систему двойных нагревов:

1. Образец сначала нагревается до температуры T_i выше комнатной температуры, но ниже точки Кюри. Затем он охлаждается до комнатной температуры в нулевом магнитном поле, и измеряется TRM_{paleo} , оставшаяся в образце. Различие между TRM_{paleo} до нагревания и TRM_{paleo} после нагревания до T_i есть доля естественной TRM , обусловленная блокирующими температурами $\leq T_i$; эта часть естественной TRM называется парциальной термоостаточной намагниченностью ($PTRM$), несомой частицами с блокирующими температурами $\leq T_i$.
2. Образец снова нагревают до T_i , но теперь охлаждают в известном магнитном поле H_{lab} . Величина $PTRM$, приобретенной в ходе этого охлаждения, измеряется. TRM_{paleo} , оставшаяся после первого нагревания до T_i , наносится на график как функция $PTRM$, приобретенной при охлаждении в H_{lab} после второго нагрева. Эта процедура двойных нагревов повторяется для все более высоких температур; величина остающейся TRM_{paleo} наносится на график как функция приобретенной $PTRM$ для процесса при каждой температуре. Пример подобного графика приведен на рис. 8.1.

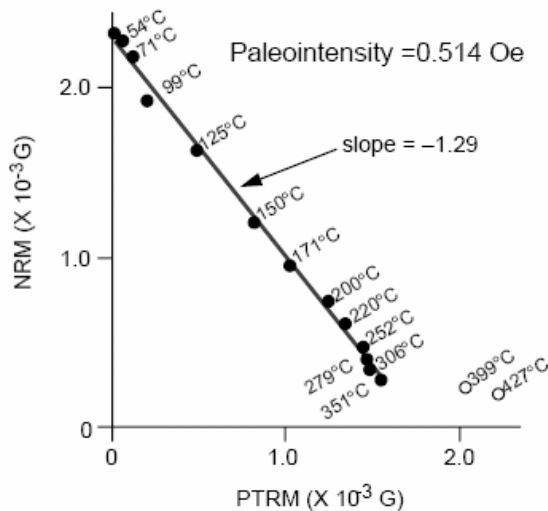


Рис. 8.1. *NRM*, оставшаяся в образце, как функция приобретенной *PTRM*. Нанесенные точки представляют величины *NRM*, оставшейся после нагревания до конкретной температуры, в функции *PTRM*, приобретенной при нагреве до той же самой температуры с последующим охлаждением в магнитном поле 0,4 Э; температуры нагревания показаны рядом с точками данных; наклон линии, аппроксимирующей точки данных, составляет $-1,29$; все это — для образца базальта 3790-летнего возраста (Гавайи), а *NRM* — первичная *TRM*. (из Сое и др. (1978), с разрешения Американского Геофизического Союза).

Закон аддитивности *PTRM* (уравнение (3.30)) говорит, что *PTRM*, приобретенная в одном интервале блокирующих температур, совершенно не зависит от *PTRM*, приобретенных в других интервалах. Так что уравнение (8.5) может применяться для каждой температуры T_i и, таким образом, каждая точка данных на графике измерения палеонапряженности (рис. 8.1) обеспечивает возможность оценивать палеонапряженность H_{paleo} . Если в ферромагнитных зернах не происходит никаких изменений, точки данных, полученных в процессе подобных двойных нагревов, оказываются на прямой линии. Наклон этой линии

$$slope = -\frac{H_{paleo}}{H_{lab}} \quad (8.6)$$

В примере на рис. 8.1 наклон равен $-1,29$, использованное лабораторное поле было равно 0,4 Э, и результирующая палеонапряженность оказалась $H_{др.} = 0,514$ Э.

Если нагревание выше некоторой температуры вызывает изменения в ферромагнитных зернах, точки данных для более высоких температур не будут попадать на линию, "начатую" точками, полученными при меньших температурах. Отметим, что точки, отвечающие температурам 399°C и 427°C (в примере рис. 8.1) выпадают с линии, "задаваемой" более низкотемпературными данными. Это указывает, что воздействия, приведшие к изменению ферромагнитных минералов, произошли не раньше, чем при нагреве образца до температуры выше 350°C. Только более низкотемпературные данные должны использоваться в этом случае для определения палеонапряженности.

При использовании этой процедуры двойных нагревов часто можно получить полезную информацию о палеонапряженности по данным, отвечающим "низким" температурам, при которых в породе еще не успели произойти более высокотемпературные изменения ее магнетика. К сожалению, процедура очень длительная, а "выход" не-

велик. Как следствие, в настоящее время мы гораздо больше знаем о направлениях древнего геомагнитного поля, чем о палеонапряженности. Однако, знание палеонапряженности геомагнитного поля имеет ключевое значение для оценки моделей его генерации. Соответственно, много усилий было вложено в развитие и использование методов определения палеонапряженности.

Мерил (Merrill) и МакЭлхини (McElhinny) (1983). дали тщательное обсуждение техники определения палеонапряженности и результатов. Книга под редакцией Крипа (Creer) и др. (1983) содержит ряд статей о проблеме определения палеонапряженности. Рис. 1.10, показывающий изменение момента геомагнитного диполя за последние 10^4 лет, построен на основе определений палеонапряженности, собранных McElhinny и Senanayake (1982). Обсуждения напряженности поля во время инверсии геомагнитного диполя см. в Прево (Prévot) и др. (1985).

ОШИБКА НАКЛОНЕНИЯ *DRM*

В Главе 3 ошибка наклона (inclination shallowing = занижение наклона) ориентационной намагниченности обсуждалась в контексте образования (приобретения) *DRM*. Здесь мы рассмотрим, как и когда ошибка наклона может образовываться, оценим ее вероятную величину в различных седиментационных средах и условиях. Очевидный вопрос: Имеет ли место ошибка наклона *DRM* в природе, т. е. в естественных осадочных породах? Категорический ответ: Вероятно, иногда.

Мы уже говорили (рис. 3.15), что наклонение I_0 ориентационной намагниченности (*DRM*) является систематически более низким, чем наклонение I_H магнитного поля, действовавшего во время осаждения. В ряде опытов по переосаждению осадков (King, 1955; Griffiths et al. 1960; King and Rees, 1966) было установлено, что эти наклоны связаны следующим образом:

$$\tan I_0 = f \tan I_H \quad (8.7)$$

а для величины f было найдено: $f \sim 0,4$ — для переосажденных ледниковых отложений. Соответствующая ошибка наклона, ΔI равна:

$$\Delta I = I_H - I_0 = I_H - \tan^{-1}(f \tan I_H) \quad (8.8)$$

Но постседиментационные процессы (*pDRM*-процессы) доминируют в намагничивании многих осадков, особенно мелкозернистых. И *pDRM* записывает направление магнитного поля точно (Irving and Major, 1964; Opdyke and Henry, 1969; Kent, 1973; Barton and McElhinny, 1979).

Обсудим теперь два естественных примера, часто приводящиеся как доказательство отсутствия ошибки наклона в *pDRM*:

1. Палеомагнитные записи голоценовых озерных осадков. Хотя исключения существуют, высококачественные палеомагнитные записи в голоценовых озерных осадках обычно представляют собой запись наклона геомагнитного поля во время или вскоре после переосаждения. Доказательства этого убедительны: (а) многие палеомагнитные записи в озерных осадках хорошо согласуются с историческими данными о геомагнитном поле; (б) в других озерных осадках палеомагнитные записи согласуются с направлениями термоостаточной намагниченности одновозрастных археологических объектов или голоценовых лавовых потоков; (с) среднее наклонение, наблюдаемое в разрезах озерных осадков, охватывающих $> 10^3$ лет, обычно оказывается в согласии с ожидаемым наклонением геоцентрального осевого диполя (Лунд, 1985).

2. Палеомагнитные записи в плио-плейстоценовых глубоководных кернах. Оппайк и Генри (1969) исследовали палеомагнетизм кернов глубоководных отложений, отобранных далеко друг от друга. Эти керны относятся только к нескольким верхним метрам осадка, которые обычно не старше, чем ранний плиоцен (приблизительно 5 млн. лет). Средние палеомагнитные наклонения построены как функция широты мест отбора на рис. 8.2; кривая на графике – ожидаемое наклонение для геоцентрального осевого диполя. Фундаментальное согласие наблюдаемого среднего наклонения с предсказанным наклонением доказывает, что ошибки наклонения, если и существуют, то не превышают 5° .

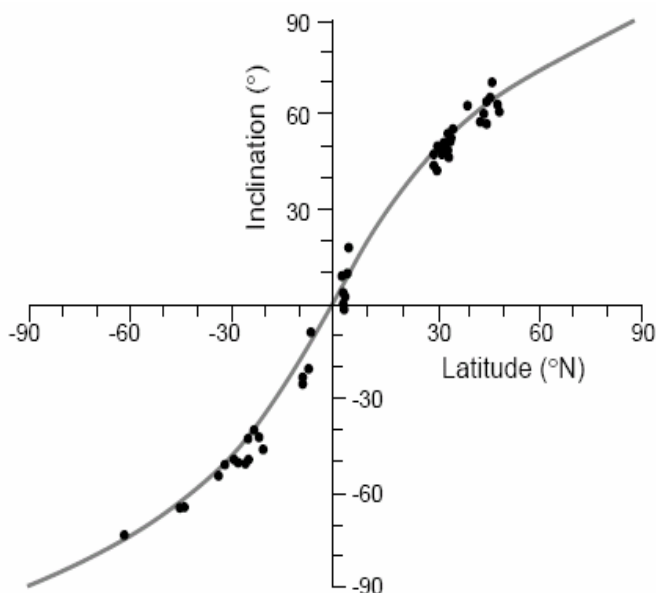


Рис. 8.2. Средние наклонения *DRM* в 52 плио-плейстоценовых глубоководных кернах осадка как функция широты места отбора. Сплошная кривая показывает ожидаемое наклонение для поля геоцентрального осевого диполя; чтобы вычислить среднее наклонение для каждого керна, знак наклонения *DRM* для интервалов поля обратной полярности был изменен на обратный. Из Opdyke and Henry (1969).

Эти примеры демонстрируют, что мелкозернистые осадки с намагниченностью, обусловленной в основном *pDRM*-процессами, и перекрытые (погребенные под) несколькими метрами вышележащих осадков, не обладают ошибкой наклонения. Но эти результаты не исключают отсутствия ошибки наклонения в более старых осадках. Недавние исследования указывают, что уплотнение (и возможная деформация) часто может занижать наклонение намагниченности.

Потенциальная важность уплотнения может быть понята при рассмотрении изменений пористости в результате уплотнения пород. Глины имеют типичную исходную пористость от 50% до 80%. Пористость уменьшается примерно на 50% при перекрытии породы вышележащим слоем мощностью 1 км; почти полное закрытие пор происходит при "погребении" под 2 км слоем. Пески имеют начальную пористость от 20% до 65%, и погребение под 4-км "слоем" приводит к уменьшению пористости до приблизительно половины начальной величины. Эти изменения пористости демонстрируют возможность обусловленного уплотнением "подворота" плоских и удлиненных частиц к плоскости напластования. Занижение наклонения происходит, видимо, таким же образом, как показано на рис. 3.15b.

В глубоководных осадках, которые старше (и более глубоко погребены), чем осадки из рис. 8.2, наклонение намагниченности иногда занижено в результате уплотнения (Blow and Hamilton, 1978; Celaya and Clement, 1988; Arason and Levi, 1990a). Недавние достижения в бурении океанского дна привели к получению кернов длиной в несколько сот метров. В некоторых кернах океанских осадков длиной вплоть до 500 м,

и не старше, чем миоценового возраста, наклонение оказывается систематически все более заниженным из-за уплотнения при "движении" вниз вдоль керна – приблизительно до $10 - 15^\circ$. Параллельно наблюдается соответствующее постепенное уменьшение содержания воды, и частицы глины все более "подвёрнуты" к плоскости напластования. Пример дан на рис. 8.3.

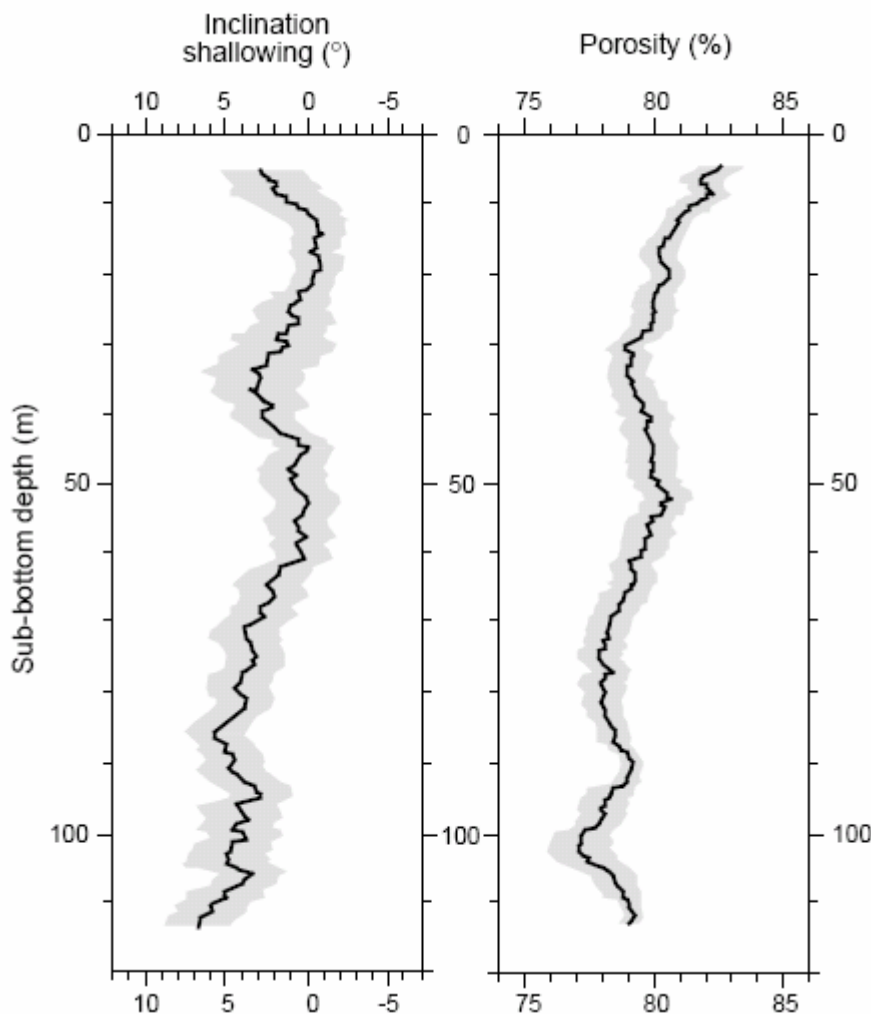


Рис. 8.3. Занижение наклонения *DRM* и пористости как функция глубины в керне глубоководного осадка. Керн – из *DSDP*: Сайт 578 на северо-западе Тихого океана; самый старый осадок имеет возраст 5,6 млн. лет; жирная линия это результат усреднения по скользящему временному окну в 1 млн. лет для занижения наклонения по сравнению с наклонением поля геоцентрального осевого диполя (исправленным за движение Тихоокеанской плиты); пористость – средние, вычисленные через каждые 0,2 м при использовании 10-метрового окна скользящего по глубине; точечная тонировка показывает 95%-ные доверительные интервалы. Из Arason and Levi (1990), с разрешения Американского Геофизического Союза.

Лабораторные эксперименты наводят на мысль, что взаимодействия между мелкозернистым магнетитом и частицами глины могут играть важную роль в занижении наклонения при уплотнении (Anson и Kodama, 1987; Deamer и Kodama, 1990). Предполагается, что малые удлиненные частицы магнетита крепко прилипают к частицам глины или оказываются, как в ловушке, внутри кластеров частиц глины. В ходе уплотнения длинные оси магнетитовых зёрен естественным образом пассивно подворачиваются ("ложатся") к плоскости напластования, равно как и частицы глины. Arason и Levi

(1990b) исследовали множество моделей для занижения наклона вследствие уплотнения.

Для более древних осадочных пород доказательства и за и против явления занижения наклона становятся менее очевидными. Эти доказательства можно получить, сравнивая палеомагнитные записи из разновозрастных осадочных и изверженных пород. Такие сравнения – непросты, потому что тектоническая история, отбор образцов для адекватного исключения геомагнитных вековых вариаций в изверженных породах, и другие осложняющие факторы должны быть приняты во внимание. Тем не менее, существует несколько хорошо документированных примеров.

1. Эоценовые турбидиты (turbidites) Орегонского Берегового хребта. В Береговом хребте (Орегон) эоценовые турбидиты формаций Туе и Flournoy перекрыты Тилламукской (Tillamook) вулканической серией (пачкой) и подстилаются вулканитами Siletz River. И вулканические породы и турбидиты были подвергнуты тщательным палеомагнитным исследованиям (Simpson и Cox, 1977; Magill и др., 1981). Наклонение *DRM* в формациях Туе и Flournoy очень близко к наклонам в "закрывающих" их вулканических разрезах. Это – ясное свидетельство против существования заметной ошибки наклона в этих турбидитах.

2. Аляскинские террейны. Палеомагнитные данные по позднемиоценовым и раннетретичным лавам и океанским осадочным породам доступны для нескольких тектоно-стратиграфических террейнов в штате Аляска. Сравнив палеомагнитные данные по осадкам и лавам одних и тех же террейнов, Сое и др. (1985) нашли, что осадочные породы систематически выдают заниженные наклоны. Для террейнов Принц Уильям и Chugach палеомагнитные наклоны в осадках приблизительно на 20° ниже, чем наклоны в лавах. Величина f в уравнениях (8.7) и (8.8), которая лучше всего описывает заниженные наклоны в турбидитах Аляски, равна: $f \approx 0,4$. Многие из этих осадочных пород деформированы, так что заниженные наклоны могли бы быть произведены как уплотнением, так и деформацией.

3. Палеоэоценовые континентальные осадки бассейна Сан-Хуан, Нью-Мексико. Континентальные аргиллиты и тонкие алевроиты этого Laramide бассейна были предметом обширного палеомагнитного исследования (Butler and Taylor, 1978). Формация Nacimiento палеоэоценового возраста дала высококачественные палеомагнитные данные для многих стратиграфических уровней. Эти данные были использованы в рис. 5.16 как пример теста инверсий; средние для сайтов нормальной и обратной полярности диаметрально противоположны в пределах $1,6^\circ$. И все же среднее наклонение на $8^\circ \pm 3^\circ$ ниже, чем вытекает из положения палеомагнитных полюсов, полученных для палеоэоценовых изверженных пород в штате Монтана. Это занижение наклона почти наверняка обусловлено эффектом уплотнения.

4. Позднемиоценовые и раннетретичные морские известняки, Апеннины Умбрии, Италия. Огромное количество палеомагнитных данных имеется для морских известняков северной Италии (см. Главу 9). Наклонение намагниченности в этих известняках неотличимо от ожидаемого наклона, предсказанного для африканской платформы, к которой эти известняки были прежде приурочены (Лоури и Heller, 1982). Таким образом, ошибки наклона в палеомагнетизме этих морских известняков не обнаружено.

5. Осадки Тихоокеанской плиты, Deep Sea Drilling Project. Много кернов осадка было отобрано в бассейне Тихого океана в ходе выполнения проекта глубоководного бурения (*DSDP*). Палеомагнитные наклоны для этих кернов были использованы для определения палеошироты, на которой эти осадки были сформированы (с помощью уравнения 1.15). Палеошироты могут быть определены также и по ряду других наблюдений, включая: (1) палеомагнитные данные по последовательностям лавовых потоков, отобранных на некоторых сайтах *DSDP*, (2) анализ магнитных аномалий, порождаемых подводными горами, (3) анализ формы полосовых морских магнитных аномалий и (4) седиментологическое изучение приэкваториальных осадочных фаций. Все методы ана-

лиза ясно показали, что части Тихоокеанской плиты двигались в северное полушарие из палеоширот мелового периода в южном полушарии. Тардуно (1990) и Гордон (1990) показали, что южные палеошироты, определенные при палеомагнитном изучении тихоокеанских осадков из *DSDP*, систематически ниже (ближе к экватору), чем палеошироты, определенные другими методами.

Занижение палеомагнитного наклона (уравнение 8.7) ведет к ошибке в палеошироте (λ), которая (палеоширота) рассчитывается по величине среднего наклона. Эта ошибка палеошироты $\Delta\lambda$ дается соотношением

$$\Delta\lambda = \lambda - \tan^{-1}(f \tan \lambda) \quad (8.9)$$

где λ – палеоширота, на которой осадок был сформирован. Для Тихоокеанских *DSDP*-осадков Тардуно (1990) нашел для f наилучшую величину $f = 0,52$ с нижним и верхним пределами доверия $f = 0,23$ и $f = 0,80$.

Таким образом, похоже, что для некоторых осадков ошибка наклона вплоть до 10° зарегистрирована вполне надежно, в то время как для других осадочных пород можно уверенно говорить об отсутствии ошибки наклона. Однако мы все же пока не можем предсказывать, какие типы пород (осадков) содержат ошибку наклона. Тем не менее, можно сделать некоторые обобщения об источниках ошибки наклона и об осадочных породах, в которых ошибка наклона наиболее вероятна.

1. Седиментационная ошибка наклона. Занижение наклона в процессе приобретения седиментационной части *DRM* (рис. 3.15b) наиболее вероятно в крупнозернистых осадках. Высокая скорость осаждения может увеличивать этот эффект. В наиболее тонкодисперсных песках и более мелкозернистых осадках, а также в осадках, испытавших биотурбацию, постседиментационное выравнивание доминирует и обычно седиментационная ошибка наклона *стирается*.

2. Уплотнение. Занижение наклона может быть обусловлено процессом уплотнения и, вероятно, играет важную роль в мелкозернистых осадках. Если материал осадков подвергается существенному уплотнению (например, глинистый аргиллит, илистый аргиллит или осадки с илистой матрицей), то они, вероятно, наиболее восприимчивы к занижению наклона вследствие уплотнения. Составы (литологии), менее подверженные уплотнению, такие как песчаники, могут и не испытывать уплотнительного занижения наклона.

3. Деформация. Очень вероятно, что деформация может изменять наклон. Складкообразование в осадочных слоях вызывает напряжение, а высокие степени напряжения перевыравнивают оси магнитных зёрен, наводя в осадке магнитную анизотропию. Результатом может оказаться образование ошибки наклона.

4. Цементирование. В то время как есть много неясностей относительно ошибки наклона, ясно, что раннее цементирование предотвращает образование уплотнительной ошибки наклона, потому что цементирование, по существу, останавливает уплотнение. В осадочных породах, которые были сцементированы вскоре же после осаждения уплотнительного занижения наклона *DRM*, вероятно, не должно происходить.

БИОМАГНЕТИЗМ: ПТИЦЫ ДЕЛАЮТ ЭТО, ПЧЕЛЫ ДЕЛАЮТ ЭТО

Недавние исследования показывают, что магнетит – биохимический продукт большой значимости. Биогенный магнетит был найден в трех из пяти царств живых организмов. Примеры включают голубей и пчел. Хотя первоначально полагали, что он не имеет отношения к палеомагнетизму, биогенный магнетит был найден во многих осадочных породах и может обуславливать один из основных вкладов в *DRM* морских осадков (Chang and Kirschvink, 1989).

Наиболее известный пример организмов, содержащих биогенный магнетит – магнитотаксисные (magnetotactic⁶) бактерии. Эти бактерии содержат кристаллики магнетита (зерна), собранные в цепочки, расположенные внутри магнитосом. Просвечивающая электронная микроскопия (ТЕМ) показала, что размеры и форма зёрен магнетита в магнитотаксисных бактериях (и во многих других организмах) лежат в пределах однодоменности (SD) (рис. 8.4). Соответственно, каждое *ОД* зерно магнетита в магнитосомах бактерий имеет намагниченность максимальной величины и стабильности. Больше того, зерна магнетита выровнены внутри магнитосом так, что магнитокристаллические легкие направления (оси) параллельны "оси" цепочек, отчего, в итоге, магнитные моменты отдельных кристаллов складываются, формируя очень эффективный и стабильный магнит. Этот магнит служит как геомагнитный сенсор, который ориентирует магнитотаксисную бактерию вдоль магнитных силовых линий, помогая им оставаться в пределах предпочитаемой среды обитания в бедных кислородом зонах в грязевых слоях формирующегося осадка.

ТЕМ-микроскопия показала, что кристаллы биогенного магнетита имеют морфологию, отличную от таковой для магнетита изверженного или аутигенного происхождения. Пример представлен на рис. 8.5а. Анализ морфологии кристаллов магнетита поэтому позволяет идентифицировать биогенный магнетит в осадочных породах, и эти магнетиты называются ископаемыми магнетитами (magnetofossils). Биогенный магнетит был найден в морских осадочных породах возрастом до 700 млн. лет для широкого разнообразия условий седиментации, и он особенно распространен в известковых илах. Оценки бактериального изобилия и скорости накопления осадка показывают, что в морских осадочных породах биогенный магнетит может определять основную часть стабильной *DRM*. Палеомагнитное значение биогенного магнетита подтверждается наблюдением, что все осадочные породы, в которых подтверждено наличие биогенного магнетита, содержат также стабильную намагниченность, являющуюся первичной *DRM*.

МОРСКИЕ ОСАДКИ

Морские осадки – потенциально богатый источник палеомагнитных данных, потому что биостратиграфические данные могут обеспечивать точную информацию о возрасте, и мощные разрезы могут охватывать большие интервалы времени. Кроме того, существует много разрезов морских осадков, обнажающихся на суше (особенно мелководных карбонатов). Хотя их остаточные намагниченности невелики (типичные величины от 10^{-6} до 10^{-8} Гс, от 10^{-3} до 10^{-5} А/м), современные магнитометры могут измерять это слабые намагниченности весьма точно.

⁶ Обнаруживающий магнитотаксис, ориентирующийся в земном магнитном поле

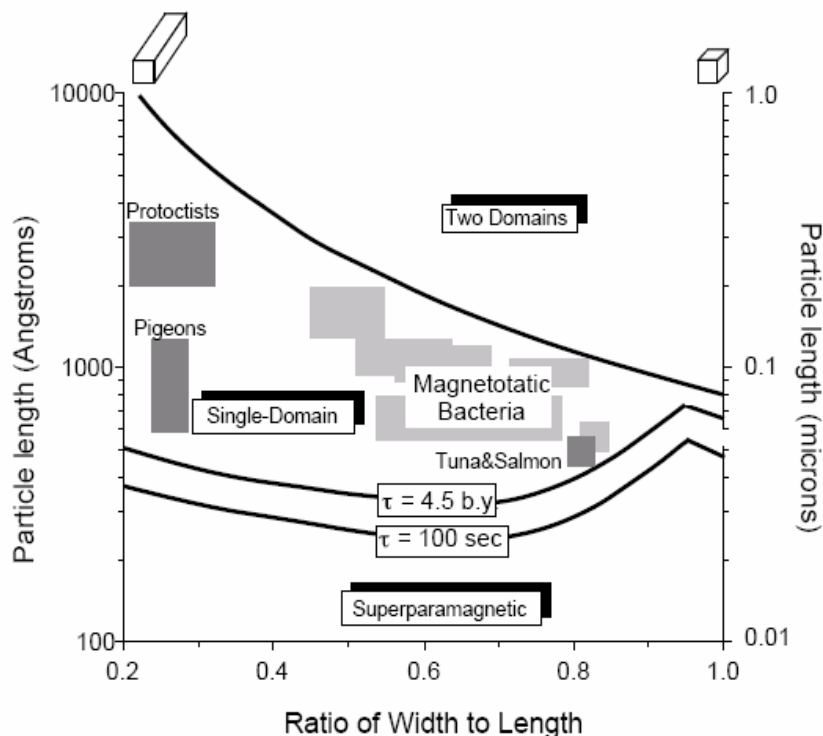


Рис. 8.4. Распределение биогенных зёрен магнетита по размерам и форме. Распределение зёрен в магнитотаксисных бактериях показано слабозатененными областями; распределение зёрен в других организмах показано более темными затененными областями; распределение областей, отвечающих двухдоменным, однодоменным и суперпарамагнитным частицам – из рис. 3.2. Из Chang and Kirschvink (1989). Воспроизведено с разрешения Annual Reviews of Earth and Planetary Sciences, Vol. 17, copyright 1989 by Annual Reviews Inc.

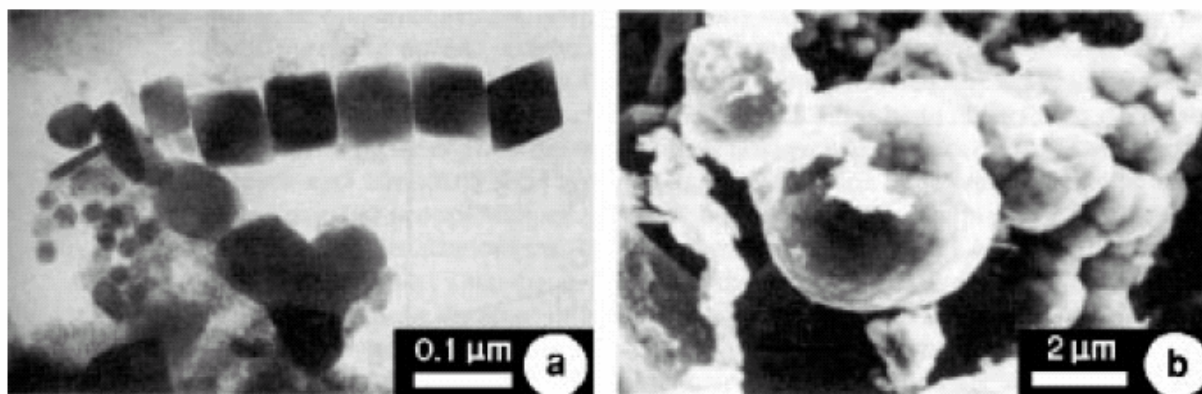


Рис. 8.5 (а). Электронная (TEM) фотография кристалла биогенного магнетита для глубоководного морского осадка. Любезно предоставлено Н. Vali. **(б)** Фотография электронного сканирования гроздевидного аутигенного магнетита из Helderberg-группы (девон) штата Нью-Йорк в США. Любезно предоставлено С. McCabe.

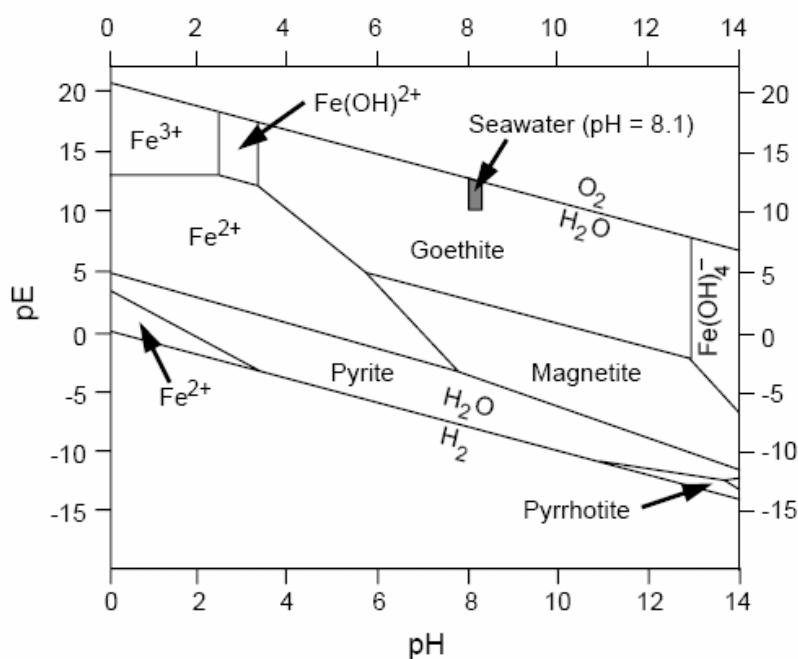
Некоторые, но не все, глубоководные керны и обнажающиеся на суше разрезы морских осадков дают высококачественные палеомагнитные данные. Разрушение в осадке исходного ферромагнитного минерала и последующее диагенетическое образование ферромагнитных минералов – основные причины проблем в получении надежных (полезных) палеомагнитных данных. В этом разделе мы рассматриваем некоторые

фундаментальные элементы геохимии морских осадков. При желании узнать больше см. превосходный обзор Henshaw и Merrill (1980).

Первое, что приходит на ум – выяснить уровень стабильности окисей и сульфидов железа в морских седиментационных средах. Диаграмма равновесия для системы $Fe-S-H_2O$ показана на рис. 8.6. Маленькая зачерненная трапеция на рисунке указывает диапазон нормальных для морской воды условий. pH морской воды и морских осадков удерживается в пределах узкого диапазона ($8,1 < pH < 8,2$). Но окислительные или восстановительные условия изменяются довольно широко, начиная от номинально окислительных условий морской воды и доходя до сильновосстановительных условий внутри осадков, содержащих обильный органический материал. Рис. 8.6 показывает, что окислом железа, который может выпасть из раствора при нормальных условиях (если Fe превышает пределы растворимости) является гетит. Однако аутигенный магнетит и/или пирит⁷ могут выпадать, если диагенез⁸ идет в нейтральных или восстановительных условиях.

Мелководные (hemipelagic = полуморской) осадки

Мелководные осадки содержат, по крайней мере, 25% грубой фракции, состоящей из терригенного, вулканогенного и/или неритового (*neritic*)⁹ обломочного материала. Эти осадки обычно осаждаются на континентальной окраине и смежной глубоководной равнине. Скорости накопления осадка обычно составляют 1 м/1000 лет. Доминирующий обломочный ферромагнитный минерал – магнетит с типичной концентрацией 0,05 объемных %. Размер зерна магнетита обычно ≤ 1 мкм. Этот магнетит – эффективный носитель первичной DRM.



⁷ Железный колчедан

⁸ Диагенез, диагенезис – совокупность процессов физ. и хим. преобразования (перекристаллизация, цементация, растворение и др.) рыхлых осадков на дне водных бассейнов и последующего их изменения в условиях температур и давлений верхней зоны земной коры

⁹ *неритовый* – неритовая зона – мелководная зона Мирового океана, располагающаяся в пределах материковой отмели (шельфа); характеризуется большой подвижностью воды, изменчивостью температуры, значительным проникновением солнечного света; богата разнообразными растительными и животными формами; неритовые отложения – отложения этой зоны, представленные в основном обломочными породами (пески, галечники, ракушечники)

Рис. 8.6. Диаграмма равновесия $Fe-S-H_2O$ -системы. $pH < 7$ указывает кислые условия; $pH > 7$ указывает основные условия; $pE > 0$ указывает условия окисления; $pE < 0$ указывает восстановительные условия; надписаны области стабильности для осаждения гетита, магнетита, пирита и пирротина, соответственно; нормальные условия морской воды – внутри затемненной трапеции. Из Henshaw and Merrill (1980) с разрешения Американского Геофизического Союза.

Однако в нескольких верхних метрах мелководных осадков может иметь место диагенетическое изменение ферромагнитных минералов осадка (Karlin and Levi, 1985). Если высокая скорость осадкообразования предотвращает полное окисление органического материала ко времени его полного погребения, то образуется система с двумя слоями: окисляющий верхний слой, мощностью менее 1 м, перекрывающий "бескислородный" слой (собственно осадок), лежащий ниже. Рис. 8.6 построен в предположении, что эти восстановительные условия могли привести $Fe-S-H_2O$ -систему в область стабильного пирита. Действительно, неоднократно наблюдалось, что содержание магнетита в богатых органикой мелководных "грязях" уменьшается в верхнем метре, по крайней мере, в 10 раз (рис. 8.7). Это уменьшение содержания магнетита и соответствующей NRM вызвано разрушением (растворением) осаждаемого (обломочного) магнетита с попутным образованием пирита. Если эта сульфатизация полностью перерабатывает обломочный магнетит, первичная DRM оказывается полностью разрушенной.

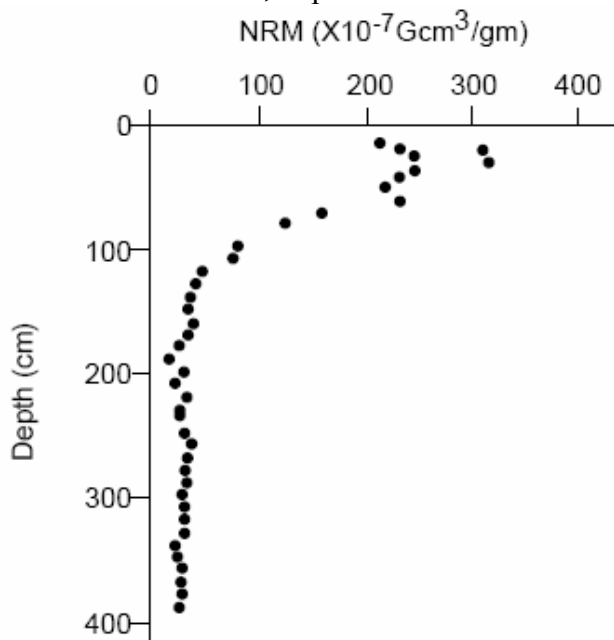


Рис. 8.7. Величины NRM в керне мелководного морского осадка, как функция глубины. Керн был отобран из нижней части континентального шельфа побережья штата Орегон с глубины 1820 м; осадок – оливково-зеленая, сильно "биотурбированная" мелководная грязь из подокисной зоны; средняя скорость накопления осадка была ~ 120 см/1000 лет; отложенные величины NRM есть их остаток после размагничивания переменным полем с начальной амплитудой 150 Э (15 мТл). Из Karlin and Levi (1985), с разрешения Американского Геофизического Союза.

К счастью, существенная часть исходного магнетита обычно выживает вплоть до времени, когда бескислородные реакции уменьшаются или приостанавливаются цементированием или литификацией. В активной восстановительной среде, однако, обломочный магнетит может быть полностью разрушен или выжить только внутри раносформированных конкреций. Морские осадки с высоким содержанием сульфидов, таким образом, – непривлекательный объект для палеомагнитного изучения.

Морские осадки

Более чем половина океанского дна покрыта морскими осадками, которые первоначально были известковыми, диатомитовыми¹⁰ или радиоляриевыми¹¹ илами. Постепенная литификация и цементирование происходят за счет растворения и перекристаллизации фораминифер¹² и кокколитов¹³. Скорости накопления морских осадков составляют только *несколько мм/1000 лет*, а условия там – более сильноокислительные, чем для мелководных осадков. Обломочный магнетит и титаномагнетит составляют приблизительно 0,01 объемных %.

Морские осадки, содержащие окаменелости, являются обычно надежными палеомагнитными "регистраторами", в то время как морские осадки без распознаваемых окаменелостей чаще дают палеомагнитные записи, качество которых последовательно ухудшается вниз по керну (Henshaw and Merrill, 1980). Считается, что ответственными за это являются следующие два диагенетических процесса:

1. Последовательное низкотемпературное окисление обломочного магнетита часто приводит к образованию маггемита. Этот процесс мог быть особенно важен для морских красных глин, обычных на севере Тихого океана. Органический материал в морских осадках, содержащих окаменелости, возможно, предотвращает окисление и отвечает за превосходное качество палеомагнитных записей в осадках, содержащих окаменелости.

2. Аутигенное образование (выпадение) ферромагнитных ферромарганцевых окислов приводит к постепенному приобретению *CRM*, которая "переписывает" исходную *DRM*.

Древние известняки

Детальный обзор магнитных свойств и палеомагнетизма морских известняков дан в Лоури и Хеллером (1982). Приведем только их основные свойства.

Некоторые известняки – чрезвычайно надежный носитель палеомагнитной информации, в то время как другие дают мало полезной палеомагнитной информации. Ферромагнитными минералами в морских известняках обычно являются магнетит, гетит, гематит и маггемит. За исключением известняков, претерпевших полное химическое перемагничивание в процессе орогенеза (горообразования), морфология и химический состав зёрен обычно указывают, что магнетит этих известняков первичен (обломочный). Первичная древняя намагниченность в большинстве известняков – *pDRM*, которую несет первичный магнетит.

Гематит присутствует как пигмент в красных и розовых известняках. Некоторые детальные исследования показали, что гематитовый пигмент может формироваться как ранний диагенетический продукт из гетита. В таких породах *CRM*, несомая гематитом, может быть практически одновременной с *DRM*, которую несет обломочный магнетит. Однако, если гематита очень много, относительная датировка *DRM*, которую несет

¹⁰ Диатомит – пористая горная порода, состоящая преимущественно из кремневых панцирей *диатомей*. Диатомеи – микроскопические желтоватые водоросли, наружная оболочка которых состоит из двух (отсюда название) кремневых половинок (из *гипотеки* и *эпитеки*)

¹¹ Радиолярия – подкласс морских простейших класса *саркодовых*; скопления скелетов радиолярий, состоящих у большинства их из кремнезема, образуют на дне океана *радиоляриевый ил*

¹² Фораминиферы – одноклеточные животные, преимущественно микроскопические (наиболее крупные – до 10 см), в палочкообразные или спирально завитые раковины из известкового или кремнистого вещества, реже из хитина, либо сцементированных из песчинок или минеральных обломков. Существуют – с кембрия поныне.

¹³ Кокколиты – ископаемые остатки, мелкие известковые пластинки со скульптурой в виде ребрышек, составляющие панцирь одноклеточных морских жгутиковых водорослей *кокколитофор*. Известны – с кембрия поныне

магнетит, и *CRM*, несомой гематитом, должна устанавливаться для каждого индивидуального случая.

Гетит широко распространен в известняках и сосуществует и с магнетитом, и с гематитом. Присутствие существенного количества гетита обычно опасно для палеомагнитных исследований. Гетит может выпадать непосредственно из раствора (рис. 8.6) или быть результатом изменения пирита, который особенно част в белом и сероголубом известняке. Это изменение может быть диагенетическим, но может происходить также и в процессе субаэрального выветривания пористого известняка. Гетит часто несет нестабильную намагниченность и обезвоживается до гематита при лабораторном нагреве до 300°C, что приводит обычно к большим осложнениям при выполнении температурного размагничивания. Таким образом, присутствие большого количества гетита часто ведет к трудностям в выделении первичной *DRM*, которую несет магнетит.

Для многих известняков лабораторный нагрев до температур от 450° до 650°C производит новый магнетит или из пирита, или восстановлением гематита. Этот магнетит имеет зерна суперпарамагнитного размера, и быстро приобретает неприятные в работе компоненты *VRM*, которые усложняют выделение первичной *DRM*. Известняки с существенным количеством обломочного магнетита, и без заметного количества пирита или гетита, могут обеспечивать высоконадежные палеомагнитные данные. Однако присутствие существенного количества пирита или гетита обычно ведет к непреодолимым трудностям. Наиболее подходящий вариант для сохранения первичной *DRM* в морских известняках это – слабоокислительная среда, в которой быстрое цементирование останавливает диагенетические изменения, что сохраняет обломочный магнетит и предотвращает образование гетита.

Лабораторное подтверждение того, что остаточную намагниченность известняка несет магнетит, дает необходимое, но не достаточное условие того, чтобы утверждать, что эта намагниченность – первичная *DRM*. Как будет обсуждаться ниже, в некоторых палеозойских известняках был найден вторичный аутигенный магнетит. Особенно для древних известняков – которые имеют сложную геохимическую и тектоническую историю – обязательно проведение полевых тестов палеомагнитной стабильности.

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ

Породы, в которых величины намагниченности (неважно – индуктивной или остаточной) зависят от направления приложенного магнитного поля, обладают **магнитной анизотропией**. В таких породах также и направление намагниченности может отклоняться от направления поля намагничивания. Существует два вида магнитной анизотропии:

1. Анизотропия магнитной восприимчивости (AMB^{14}) – когда восприимчивость является функцией направления приложенного поля; и

2. Анизотропия остаточной намагниченности, когда наблюдается отклонение приобретенной остаточной намагниченности от направления магнитного поля, действовавшего во время приобретения остаточной намагниченности. Анизотропия остаточной намагниченности имеет очевидное значение для точности палеомагнитных записей.

Изучение анизотропии магнитной восприимчивости имеет широкий диапазон применений (Hrouda, 1982; MacDonald и Ellwood, 1987). *AMB*, более сильная чем 5%, в общем случае, наблюдается только в породах с очевидной мегатекстурой (*megascopic fabric*), а величины, превышающие 10%, и вовсе редки. Однако *AMS*, величиной даже в

¹⁴ anisotropy of magnetic susceptibility (*AMS*)

несколько процентов, может быть легко измерена. Поскольку *AMS* может быть измерена быстрее и легче, чем, например, распределение ориентаций минеральных осей оптическим анализом тонких срезов (пластинок), *AMS* используется для исследования процессов формирования петротекстур (petrofabrics).

Анизотропия магнитной восприимчивости обычно оценивается путем сравнения величин магнитной восприимчивости в трех взаимно перпендикулярных направлениях: K_1 – максимальная восприимчивость; K_2 – промежуточная восприимчивость; K_3 – минимальная восприимчивость. Эти величины характеризуют эллипсоид магнитной восприимчивости. Если $K_1 = K_2 = K_3$, то эллипсоид – сферический; если $K_1 \approx K_2$, но $K_2 > K_3$, эллипсоид – сплюснутый (сфероид); если $K_1 > K_2$ и $K_2 \approx K_3$, эллипсоид – удлинённый (имеет форму сигары, овоид). Считается, что форма эллипсоидов магнитной восприимчивости отражает характер статистического выравнивания удлинённых или плоских магнитных зёрен, обычно – ферромагнитных зёрен. Например, удлинённые частицы магнетита в горной породе с явной сланцеватостью будет иметь длинные оси подвернутыми к плоскости отслаивания (расслоения). Результирующий эллипсоид магнитной восприимчивости сплюснут таким образом, что K_3 перпендикулярна к плоскости расслоения. Наоборот, горная порода с существенным линейным выравниванием имеет удлинённый эллипсоид магнитной восприимчивости с K_1 , параллельной направлению выравнивания.

Метод *AMS* применяется в седиментологии, в анализе изверженных процессов и в структурной геологии. Осадочные породы обычно демонстрируют небольшую *AMS* типа сплюснутого эллипсоида восприимчивости с K_3 , перпендикулярным к плоскости напластования. *AMS* осадочных пород иногда используется, чтобы определить направления палеопотоков (Ellwood, 1980; Flood et al., 1985). *AMS* также доказала свою полезность в исследованиях течения в вулканических породах. Сплюснутые эллипсоиды магнитной восприимчивости часто наблюдаются в вулканических породах с текстурами потока; K_3 оказывается перпендикулярной к поверхностям потоков. Иногда наблюдаются и удлинённые эллипсоиды магнитной восприимчивости с K_1 , параллельной линиям потока вулканических пород. Исследования *AMS* могут помочь при определении местоположения источника вулканических пород, особенно игнимбритов¹⁵ и спечённых (вулканических) туфов (welded tuffs), используя направление осей K_1 для широко разбросанных мест отбора образцов – для нахождения треугольников пересечения азимутов на жерле источника (Ellwood, 1982; Knight et al., 1986).

В структурных приложениях *AMS* используется для изучения структуры напряжений. Упрощённая картина этого – в том, что удлинённые ферромагнитные зёрна пассивно поворачиваются под влиянием действующего на породу напряжения. Например, структура *AMS* в сдвиговой зоне может использоваться, чтобы расшифровать структуру приложенного напряжения. Приложения к милонитовым¹⁶ зонам сообщались в работах Goldstein and Brown (1988) and Ruf et al. (1988). Необходимо, однако, знать количественные соотношения между напряжением и *AMS*, чтобы вывести картину напряжений (или величину) непосредственно из *AMS*. Kligfield et al. (1983) вывели такие соотношения для пермских красных осадков из Приморских Альп.

Породы с существенной *AMS*, вероятно, будут анизотропны по отношению к приобретению остаточной намагниченности и поэтому являются неточными палеомагнитными регистраторами. Много пород, интересных с точки зрения изучения их *AMS*, демонстрируют очевидные петротекстуры, что указывает, что они не подходят для па-

¹⁵ Игнимбрит (туфолавы) – вулканические обломочные горные породы с туфовой массой, состоящей из лавы и пепла, и сравнительно крупными включениями тёмного стекла, внедрёнными в эту массу. Стекло и туф в красных зонах обычно переходят друг в друга, так что породы кажутся как бы сваренными

¹⁶ Милониты – раздроблённая, тонкоперетёртая порода, образовавшаяся в процессе движения горных масс по поверхности тектонических разрывов. В отличие от *катаклаза*, – является конечной стадией дробления исходной горной породы до частиц микроскопических размеров

леомагнитных исследований. Но какие величины *AMS* допустимы? Полезное обобщение здесь то, что палеомагнитные данные, полученные на породах, *AMS* которых превышает 5%, должны приниматься с особыми предосторожностями. Однако в случае магнетитсодержащих пород *AMS* контролируется многодоменными зёрнами, в то время как носителем палеомагнитной записи являются однодоменные и псевдооднодоменные зёрна. Так что *AMS* может и не быть однозначно связана с анизотропией остаточного намагничивания (Stephenson et al., 1986).

Поскольку условия формирования первичной *NRM* определяются косвенно и трудны для воспроизведения, то и анизотропия остаточного намагничивания должна быть исследована тоже косвенно. Некоторые вулканические породы с проработанной потоковой текстурой имеют сильное отклонение *TRM* от направления магнитного поля, действовавшего при охлаждении. Однако, такие случаи редки, и существенная анизотропия остаточного намагничивания в огромном большинстве изверженных пород или в красных осадках либо отсутствует, либо очень маловероятна.

В последнее время особое внимание обращается на осадочные горные породы, особенно те, в которых возможна ошибка наклонения. Некоторые интересные наблюдения были сделаны с использованием вида остаточной намагниченности, который может быть легко создан в лаборатории. Идеальная остаточная намагниченность (*ARM*) создается в образце наложением переменного магнитного поля (например, рис. 5.1а) на малое постоянное магнитное поле, параллельно ему. Ферромагнитные зерна, которые несут *ARM*, – это зерна с микрокоэрцитивными силами от нуля вплоть до величины максимальной (начальной) амплитуды переменного магнитного поля, использованного при создании *ARM*. Как и при других видах остаточного намагничивания, *SD*- и *PSD*-зерна являются более эффективным носителем *ARM*, чем *MD*-зерна. Таким образом, создание в образце горной породы *ARM* в различных направлениях позволяет изучить текстуру в важном носителе остаточной намагниченности – в *SD*- и *PSD*-зернах.

Наблюдаемая анизотропия *ARM* (большая или меньшая *ARM* приобретается образцом в одних направлениях, чем в других направлениях) указывает на возможную анизотропию в приобретении *NRM*. Это обеспечивает возможность предвидеть, что горная порода могла быть неточным палеомагнитным регистратором. Кроме того, *ARM* может быть измерена и для слабомагнитных горных пород (типа известняков), в то время как *AMS* может быть измерена только для горных пород с существенным содержанием ферромагнетика (McCabe et al., 1985; Jackson et al., 1988). Приложения к исправлению возможной ошибки наклонения в осадочных горных породах имеют здесь большое значение.

ХИМИЧЕСКОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ

До сих пор о вторичных компонентах *CRM* мы говорили только в разделе о намагничивании морских осадков. Однако многие породы претерпевают химическое перемагничивание, в ходе которого первичная *NRM* оказывается разрушена и заменена вторичной *CRM*. В этом разделе мы обсудим некоторые примеры подобного перенамагничивания. Здесь мы столкнемся как с “хорошими, так и с плохими новостями”. Плохие новости это то, что перемагниченные горные породы не сохраняют первичной *NRM*, и многие задачи палеомагнитного изучения этих горных пород не могут быть решены. Хорошие новости – то, что определение возраста и характера процессов перемагничивания обеспечивают возможность разобраться в соответствующих орогенных и геохимических процессах.

Выветривание может затрагивать исходные ферромагнитные минералы и приводить к формированию новых ферромагнитных минералов с сопутствующими компонентами *CRM*. Поскольку поверхностные условия в основном окислительные, реакции,

которые преобразуют первичные ферромагнитные минералы (такие как магнетит) в минералы, отвечающие более высокому уровню окисленности (гематит или гетит), довольно распространены. Хотя чаще нас интересуют *CRM*, приобретенные в ходе недавнего выветривания, вторичные компоненты *CRM* тоже нередко могут оказаться результатом и довольно древнего выветривания. Случай перемагничивания старых горных пород именно древним выветриванием был представлен Schmidt и Embleton (1976).

Региональная латеритизация¹⁷ в Западной Австралии в интервале от позднего олигоцена до раннего миоцена вызвала химическое перенамагничивание пород возрастотом от позднего палеозоя вплоть до мезозоя. Латеритизация и приобретение *CRM* в образовавшемся гематите произошли за интервал времени, охватывающий, по крайней мере, одну инверсию геомагнитной полярности, потому что обнаружены *CRM* и нормального, и обратного направлений. Палеомагнитный полюс, построенный для направления вторичной химической намагниченности, совпадает с полюсом для Австралии возраста от 20 до 25 млн. лет. Эта оценка возраста химического перемагничивания в Западной Австралии поддержана независимыми палеоклиматологическими и геохронологическими данными, указывающими именно интервал: поздний олигоцен – ранний миоцен, – для выравнивания рельефа (*peneplanation*) и латеритизации в северной и западной Австралии.

Наиболее детально изученное перенамагничивание это – перенамагничивание ранне- и среднепалеозойских горных пород в Аппалачах на востоке Северной Америки. Это перемагничивание происходило в течение позднего карбона и перми, воздействовало на широкий круг типов горных пород, и отчетливо связано с позднепалеозойским Alleghenian орогенезом. Превосходная обзорная статья написана McCabe и Elmore (1989).

Creer (1968) обнаружил, что многие палеомагнитные полюсы для пород раннего палеозоя Северной Америки совпадают с полюсами для позднепалеозойских пород. Он предположил, что раннепалеозойские породы были химически перемагничены в позднем палеозое длительным выветриванием, пока Северная Америка была расположена в тропических палеоширотах (см. Главу 10). По мере того, как получались новые палеомагнитные данные и применялись более сложные методы размагничивания и анализа его результатов, в раннепалеозойских породах Аппалачей удалось выделить и другие компоненты *NRM*. Например, Van der Voo and French (1977) обнаружили две компоненты *NRM* в ордовикской формации Juniata. Высокостабильная компонента успешно прошла тест складки и поэтому является доскладчатой. Но более низкостабильная компонента, имеющая *in situ* направления, указывающие на ее позднепалеозойский возраст, не прошла теста складки. Van der Voo and French (1977) утверждают, что эта позднепалеозойская компонента *NRM* является скорее результатом перемагничивания тепловыми и/или химическими эффектами, связанными с Alleghenian орогенезом, чем результатом поверхностного выветривания.

Последующие исследования подтвердили многообразие природы этого перемагничивания. Ирвинг и Стронг (1984, 1985) наблюдали как доскладчатые, так и послескладчатые компоненты *NRM* в раннекарбоновых красноцветных осадках западного Ньюфаундленда. Это наблюдение привело к существенному пересмотру идей о тектонических движениях террейнов в Аппалачах, а многие случаи доказанного синскладчатого перемагничивания (Глава 5, рис. 5.13), указывают причинную связь с Alleghenian орогенезом.

Прежде, до проведения детального анализа перемагниченных известняков из Аппалачей обычно предполагалось, что только реакции окисления могли приводить к перемагничиванию. Однако носителем намагниченности, обусловленной позднепалеозойским перемагничиванием некоторых аппалачских известняков, является аутигенный

¹⁷ латерит – глиноподобная кирпично-красная или бурая горная порода, состоящая из свободного гидрата глинозема и гидрата окиси железа с примесью кварца, характерная для влажных тропических лесов

магнетит (Scotese et al., 1982; McCabe et al., 1983). Магнетит был выделен из перемагнитных известняков и идентифицирован как аутигенный по (1) отсутствию Ti или других Fe -замещающих катионов, которые обычно присутствуют в магнетите изверженных пород или внеземных объектов, и (2) по кавернозной (hollow) или кистевидной морфологии, указывающей на осаждение *in situ* (рис. 8.5b). Независимые проверки указывает, что осаждение произошло при низкой температуре ($< 200^{\circ}C$). Недавно обнаружены кристаллы магнетита с ядрами пирита, а это указывает, что аутигенный магнетит является продуктом изменения существовавшего ранее пирита (Suk et al., 1990).

Геохимия этого перемагничивания сложна; носителем всех вторичных намагниченностей в красных отложениях является гематит, тогда как в большинстве карбонатов их носитель – магнетит. Кроме того, не все исследователи согласны, что перемагничивание непременно является результатом химических реакций, ведущих к образованию *CRM*. Кент (1985) заключил, что важны и термовязкие эффекты, связанные с погружением пород (помните *TVRM* из Главы 3?). Van der Pluijm (1987) и Kodama (1988) утверждают, что напряжения в породе в процессе складкообразования играют важную роль в изменении *NRM* некоторых объектов.

Интересна роль жидкостей в процессе химического перенамагничивания. Горизонтальное перемещение жидкостей при орогенезе может быть обусловлено надвигом слоев, направляющих жидкости в сторону кратона (McCabe и другие, 1983; Оливер, 1986). В благоприятных обстоятельствах направление вторичной намагниченности может использоваться для датировки этапов перемещения жидкости и орогенеза. Эта возможность имеет и экономические приложения, потому что соответствующие жидкости включают углеводороды. Аутигенный магнетит был найден в битуме перемагнитных палеозойских карбонатов в срединной области Северной Америки (McCabe и другие, 1987). Аргументы в пользу мелового перемагничивания, несомненно аутигенным магнетитом, обусловленным миграцией углеводородов, были получены для региона Скалистых Гор (Benthien и Elmore, 1987). Возможное использование вторичных намагниченностей, носителем которых является аутигенный магнетит, исследуется сейчас как техника датирования миграций углеводородов.

Несколько уроков вытекает из этого обсуждения химического перемагничивания:

1. При анализе многокомпонентных *NRM*, с которыми часто сталкиваются в древних породах, история которых сложна, очень важно проводить размагничивание как можно более детальным образом.
2. Полевые испытания (тесты) палеомагнитной стабильности могут обеспечить решающую информацию о времени приобретения этих компонент *NRM*.
3. Геохимические и тепловые эффекты, сопровождающие орогенез, могут вести к перемагничиванию посредством различных механизмов.
4. Магнитный и палеомагнитный анализ процесса перемагничивания может привести к новым приложениям палеомагнитной техники.

Открытие вторичной *CRM* редко составляет цель палеомагнитного исследования. Но направление химической намагниченности может явиться важной информацией, потенциально позволяющей определять возраст геохимических событий, таких как движения жидкостей, связанных с орогенезом, или миграции углеводородов. Как отмечено МакКэйбом и Элмором (McCabe и Elmore, 1989), “Палеомагнитные исследования обещают стать важными в оценке роли орогенеза в управлении миграцией жидкости в осадочных бассейнах и в ограничении возраста миграций и природы жидкостей”.

ПРОБЛЕМА КРАСНОЦВЕТОВ

Величина естественной остаточной намагниченности в красноцветах обычно $\geq 10^{-5}$ Гс (10^{-2} А/м). Эти величины могут быть измерены с помощью приборов, которые были доступны уже на ранних этапах развития палеомагнетизма, а красноцветы изобилуют в стратиграфических разрезах большинства континентов. Соответственно, красноцветы послужили объектом многочисленных палеомагнитных исследований. Однако при интерпретации процессов намагничивания красноцветов имеют место важные особенности. Связанные с этим дебаты составляют “проблему красноцветов”

Крайние позиции могут быть подытожены следующим образом:

1. Высокостабильные компоненты *NRM* (*ChRM*) в красных отложениях (красноцветах) несутся обломочным зеркальным гематитом, который намагничен *DRM*-процессами (Elston и Purucker, 1979; Steiner, 1983). Эта *ChRM* синхронна (penecontemporaneous) осаждению и может обеспечить высоконадежную запись палеомагнитного поля, включая запись палеовековых вариаций (Baag and Helsley, 1974) и изменений геомагнитной полярности (Herrero-Bervera and Helsley, 1983; Shive et al., 1984).
2. Множество компонент *CRM* приобретены в течение длительных химических процессов, происходивших вплоть до 10 млн. лет после осаждения красноцвета (Roy and Park, 1972; Larson and Walker, 1975; Turner, 1980; Walker et al., 1981; Larson et al., 1982). Ни полезная нам стратиграфия полярности, ни запись палеовековых вариаций или изменений геомагнитной полярности не могут быть восстановлены по красноцветам.

Фундаментальный вопрос может быть поставлен следующим образом: “Является ли *ChRM* красных осадков ориентационной намагниченностью (*DRM*), приобретенной одновременно (penecontemporaneously) с осаждением, или это – *CRM*, приобретенная в течение длительного химического изменения, происходившего до 10 млн. лет после осаждения?” Ответ звучит солидно и авторитетно: “Да!” Очевидно, не было бы никакой *проблемы*, если бы ситуация была проста. Обсуждение, даваемое ниже, не обеспечивает ответа на *проблему красноцветов*, но, пожалуй, объясняет фундаментальные доводы и аргументы (с обеих сторон). Для каждого аспекта проблемы обсуждение продвигается от общепринятой исходной информации к более спорным интерпретациям.

Доминирующим (обычно единственным) ферромагнитным минералом в красных отложениях является гематит, который встречается в двух общих модификациях:

1. Непрозрачные кристаллы, которые обычно крупнее, чем 1 мкм, и характеризуются серебристой, анизотропной отражательной способностью при рассмотрении полированных срезов. Эта форма – зеркальный гематит, или просто спекулярит (Рис. 8.8a, 8.8b, 8.8c).
2. Мелкозернистый (<1 мкм) гематитовый пигмент, который прозрачен и в значительной степени ответствен за красную окраску осадочной породы (Рис. 8.8d).

Пигментный гематит часто цементирует обломочные частицы и, очевидно, образовался в результате постседиментационных химических процессов. Две важных реакции, вероятно, объясняют образование большей части гематитового пигмента: (1) обезвоживание гидроксидов железа (oxyhydroxides) во вновь образовавшемся осадке и в слоях почвы и (2) изменение железонесущих силикатов. Текстурные отношения иногда позволяют определить последовательность реакций, формирующих пигмент. Однако скорости этих реакций недостаточно известны, чтобы сделать надежные выводы о времени, необходимом для формирования пигмента.

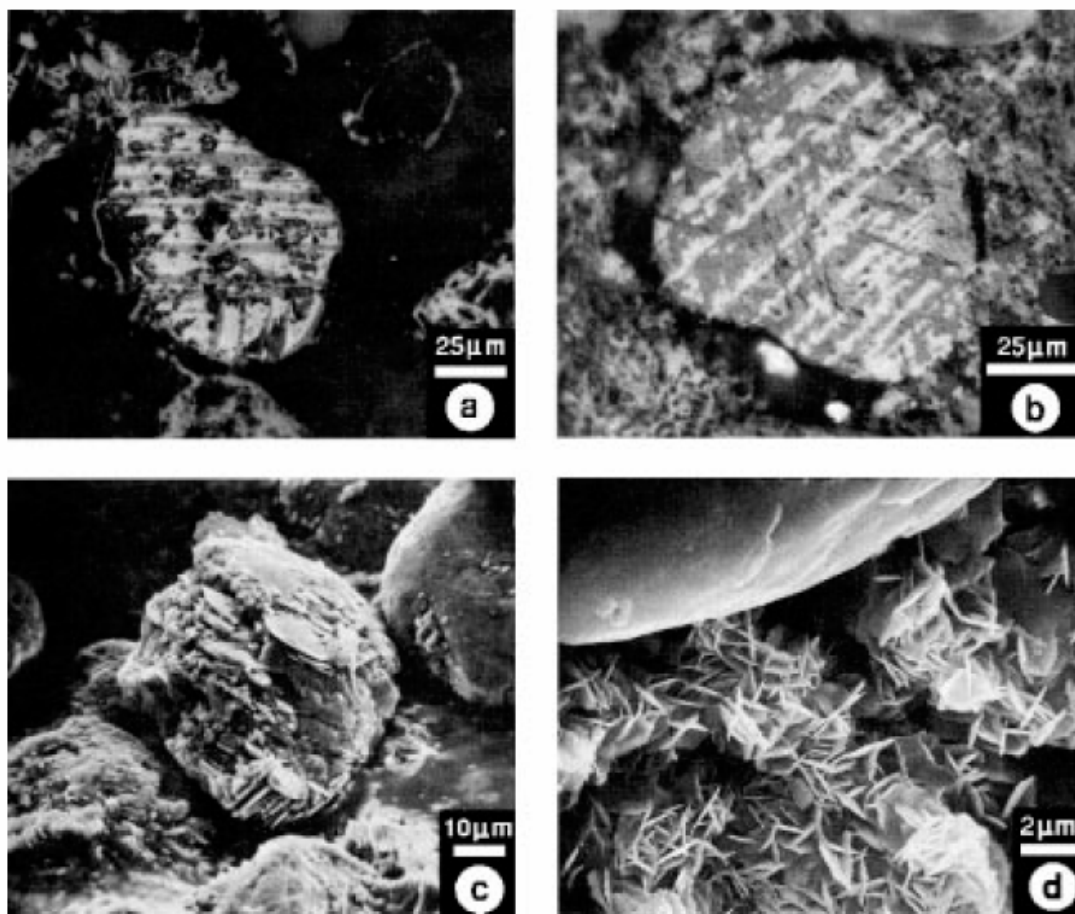


Рис. 8.8. Оптические и SEM- микрофотоснимки гематита и ассоциированных минералов в красных отложениях. (а) Обломочное зерно, демонстрирующее "тигрово-полосатое" ильменит-гематитовое прорастание; темные ильменитовые слои чередуются с более светлыми слоями гематита. (б) Поликристаллическое зерно мартита, на котором видны кристаллические "единицы", пересекающиеся по октаэдрическим плоскостям, унаследованным от замещенного родительского магнетита; полное зерно – гематит; выделяющиеся участки серого отражают различные кристаллографические направления для различных частей зерна; (с) SEM-микрофотоснимки мартитового зерна с проростками аутигенного зеркального гематита. (д) SEM-микрофотоснимки взаимосцепленных кристаллов гематита внутри поры в песчинке. Все образцы – из Wupatki Member of the Moenkopi Formation. Микрофотоснимки любезно предоставлены Т. Волкером (Т. Walker).

Вследствие малого размера зерна многих кристаллов пигмента намагниченность многих зерен пигмента нестабильна в геологическом масштабе времени, и эти зерна имеют тенденцию приобретать вязкую намагниченность. Обычно эта *VRM* может быть удалена химическим или температурным методами размагничивания. Пигментный гематит может также приобрести *CRM* в процессе выпадения зерен и их роста в геомагнитной поле. Но трудность интерпретации этой *CRM* состоит в определении времени ее формирования. Некоторые эксперименты указывают, что *CRM*, несомая пигментным гематитом, состоит из многих компонент, приобретенных в течение длительного химического процесса (выпадения), протекавшего, возможно, миллионы лет после осаждения (Roy and Park, 1972). Хотя это, конечно, не универсальное наблюдение, в нескольких случаях показано, что носителем *ChRM* является не пигментный гематит, а скорее зеркальный гематит (Collinson, 1974; Tauxe et al., 1980). Так что для большинства крас-

ноцветов, вопрос определения времени приобретения *ChRM* сводится к вопросу о времени формирования зеркального гематита.

Главный вопрос – осаждался ли зеркальный гематит в красном осадке как обломочный материал, т. е. как зерна зеркального гематита и мог, в потенциале, обусловить образование *DRM*, или же он сформировался в ходе постседиментационного окисления магнетита или других железонесущих минералов и поэтому несет *CRM*, которая, возможно, была приобретена намного позже осаждения. Чтобы оценить трудность этого вопроса, мы должны проанализировать возможное происхождение зеркального гематита вообще.

Формы зеркального гематита, представленные в красных осадках, включают следующее:

1. *Изверженный/метаморфический зеркальный гематит*. Как было указано в Главе 2, гематит может образовываться в ходе процессов извержения. Зерна, являющиеся проростками гематита и ильменита, образовавшимися при высокотемпературном распаде, иногда находят в красных отложениях. Эти зерна часто демонстрируют "тигрово-полосатую" текстуру (рис. 8.8a). Такие зерна-проростки образуются в ходе высокотемпературных процессов и, очевидно, должны были быть эродированы из изверженных пород и затем осаждены как зеркальный гематит.

2. *Мартит*. Зерна зеркального гематита часто убедительно демонстрируют, что они есть результат окисления существовавшего ранее магнетита. Псевдоморфозы исходного магнетита сохраняются, и эти зерна содержат ильменитовые планки, являющиеся результатом вторичного окисления исходного зерна титаномагнетита (рис. 8.8b). Наблюдаются также зерна, состоящие из оболочки – зеркального гематита и магнетитового ядра. Зерна зеркального гематита с ясным свидетельством того, что они сформированы в результате окисления магнетита, рассматриваются как *мартит*. Но обнаружение мартитовых зерен не обязательно является доказательством того, что зерно было мартитом во время осаждения; оно, возможно, было мартитизировано *in situ* в результате постседиментационного окисления обломочного зерна магнетита. Иногда тонкие аутигенные проростки зеркального гематита существуют на мартитовых зернах (рис. 8.8c). По крайней мере, проростковые части этих зерен должны быть следствием постседиментационного аутигенеза. Однако время окисления большинства мартитовых зерен не может быть определено с помощью одного только петрографического анализа.

3. *Зеркальный гематит в железонесущих силикатах*. Окисление железонесущих силикатов часто образует зеркальный гематит, который может формироваться в плоскостях слоистости минерала-хозяина. Состояние текстуры часто указывает на последовательность реакций, которые являются результатом окисления *in situ* (Walker et al., 1981).

4. *Зеркальный гематит неопределенного происхождения*. Многие зерна зеркального гематита не имеют четко выраженной текстуры, которая могла бы обеспечить информацию об их происхождении.

Учитывая трудность определения происхождения зерен спекулярита в красных осадках, неудивительно, что существуют противоречивые интерпретации. Молодые осадочные породы зеркальный гематит как доминирующий ферромагнитный минерал содержат нечасто; обычно доминирующим магнетиком в них является магнетит (Van Houten, 1968). Это наблюдение было истолковано в пользу того, что зеркальный гематит в основном должен формироваться в результате постседиментационного окисления обломочного магнетита. Однако, в некоторых современных водных потоках, действительно, осаждается обломочный спекулярит, и соответствующие осадки обладают существенной *DRM* (Tauxe and Kent, 1984). Для этой *DRM* обычно наблюдается выраженная ошибка наклона, которая, вероятно, обусловлена малостью отношения магнитного момента к гравитационному вращающему моменту. Палеомагнитное изучение некоторых древних красных осадков показало, что наклона намагниченности в слоях тяжелых минералов, содержащих высокие концентрации зеркального гематита, систе-

матически занижены (Elston and Purucker, 1979; Steiner, 1983). Таким образом, одни аргументы свидетельствуют в пользу постседиментационного формирования большинства спекуляритов, а другие указывают на возможность образования *DRM* или *pDRM* на основе обломочного спекулярита.

Наилучшие соображения о способе и датировке приобретения *NRM* красными осадками даются применением к осадочным структурам полевых тестов (Глава 5). Во время осаждения стратиграфических пачек красных осадков, обломки осажденных прежде и разрушенных слоев иногда оказываются включенными во внутрiformационные слои конгломератов. Ориентированные образцы этих обломков породы могут использоваться для проведения теста конгломерата. Если направления *ChRM* в многочисленных обломках породы направлены беспорядочно, намагниченность, вероятней всего, была приобретена прежде, чем слой, источник обломков породы, был разрушен. Этот тест был применен к мезозойским красным осадкам запада Северной Америки с неоднозначными результатами. Некоторые слои конгломератов преодолевают тест конгломерата, а другие, похоже, не проходят этого теста (Purucker et al., 1980; Liebes and Shive, 1982; Larson and Walker, 1982).

Были исследованы деформационные структуры мягких осадков типа сбросов (load casts) и крутых складок (slump folds). Для триасовых формаций Moenkopi и Chugwater в Скалистых горах и на Плато Колорадо намагниченность пород большинства этих сбросов и мелкомасштабных складок (с амплитудой <1 м) не выдержала теста складки, в то время как складки большей амплитуды продемонстрировали намагниченности, которые выдержали тест складки (Liebes and Shive, 1982). Эти наблюдения указывают, что *ChRM* этих мезозойских красных осадочных формаций была сформирована после осаждения, но прежде, чем они были перекрыты слоем осадков мощностью до 1 м. Вывод следующий: *ChRM* представляет собой *CRM*, приобретенную главным образом в течение нескольких сотен лет после осаждения.

Анализ внутрисайтовой и межсайтовой дисперсии направлений *ChRM* может также предоставить информацию о временном интервале, в котором эта намагниченность была приобретена. Приобретение намагниченности во временном интервале, превышающем 10^5 лет, привело бы к среднесайтовым направлениям *ChRM* с угловой дисперсией, намного меньшей, чем дисперсия, ожидаемая для случая отбора образцов при изучении вековой вариации геомагнитного поля. Однако если дисперсия среднесайтовых направлений *ChRM* между стратиграфически последовательными сайтами существенно превышает дисперсию внутри отдельных слоев, то была, вероятно, зарегистрирована дисперсия направлений, обусловленная выборкой вековой вариации геомагнитного поля. Хотя детальные исследования и немногочисленны, отмеченная межсайтовая дисперсия в некоторых красных осадках указывает на приобретение *ChRM* в интервале $10^2 - 10^3$ лет процесса осаждения (Ekstrand and Butler, 1989). Эрреро-Бервера и Хелсли (Herrero-Bervera and Helsley, 1983) и Шайв и др. (Shive et al., 1984) изучили переход полярности (стратиграфический осадочный интервал в ~1 м толщиной, отложенный в то время, когда геомагнитное поле изменяло полярность), записанный в формации Chugwater. Они нашли, что детальная картина изменений направлений *ChRM* была согласно зафиксирована во многих стратиграфических разрезах на расстоянии в 1 км. Они утверждали, что наблюдение согласия в записи столь быстрых изменений направления геомагнитного поля требует, чтобы *ChRM* была приобретена в течение $\sim 10^2$ лет осаждения.

Так что современная ситуация состоит в том, что некоторые красные осадки, похоже, содержат *ChRM*, которая хорошо определена и не является многокомпонентной. Основной объем доступных доводов позволяет считать, что эти красные осадки приобрели *ChRM* за 10^2 лет осаждения, наиболее вероятно это – *CRM*. Однако другие красные осадки с более сложными намагниченностями демонстрируют компоненты намаг-

ниченности, приобретенной намного позже осаждения, хотя насколько позже – точно не известно.

Рис. 8.9 дает схематическое представление о процессах намагничивания в красных осадках. Масштаб времени на ординате выбран в соответствии с нашей “догадкой” о временных интервалах, в течение которых различные механизмы намагничивания могут работать. Есть две основных категории:

1. *Ориентационная остаточная намагниченность*. Седиментационная или постседиментационная *DRM* могла образоваться, если значительная часть зеркального гематита – обломочного происхождения. Минералогически зрелый осадок должен с большей вероятностью содержать обломочный зеркальный гематит, чем осадочные породы первой генерации (минералогически незрелые), которые образуются непосредственно в результате эрозии близлежащих изверженных пород. Хотя это все еще вопрос дебатов, но лишь меньшинство исследователей считает, что природа *ChRM* в красных осадках, главным образом – *DRM*.

2. *Химическая остаточная намагниченность*. *CRM* приобретается в процессах мартитизации обломочного магнетита, образования зеркального гематита из железонесущих силикатов и аутигенного образования пигментного гематита. Полную *CRM* можно подразделить на две составляющих: (а) “раннюю” химическую остаточную намагниченность, т. е. *CRM*, образованной за первые $10^2 - 10^5$ лет седиментации, и (б) “позднюю” химическую остаточную намагниченность, т. е. *CRM*, сформированную за более длинные временные интервалы. Это разделение имеет некоторый палеомагнитный смысл, потому что ранняя *CRM* может быть использована для построения магнитополярной стратиграфии, для которой важно, чтобы характеристическая *NRM* была приобретена за первые 10^5 лет седиментации. Впрочем, *CRM*, сформированная за время, достигающее даже 10^7 лет, вполне может использоваться для определения положений палеомагнитных полюсов.

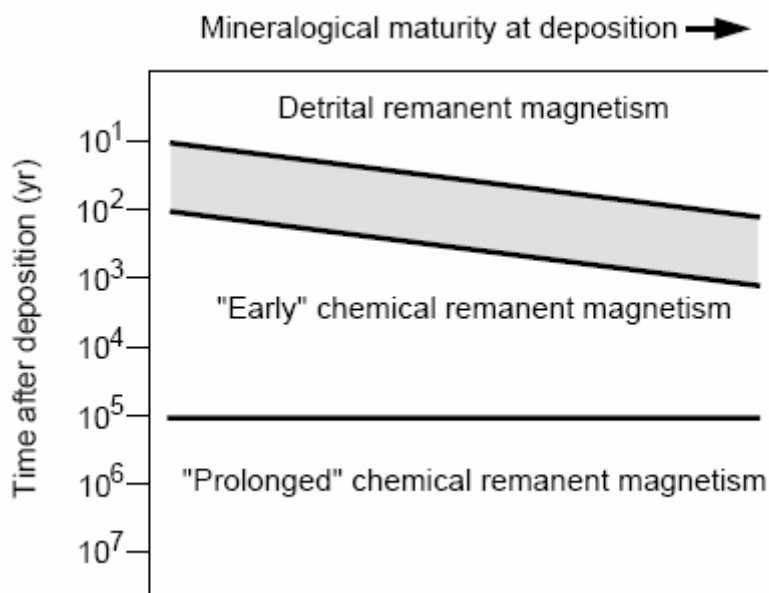


Рис. 8.9. Механизмы намагничивания в красных осадках. Связь минералогической зрелости с состоянием окисленности готового осадка; сильно окисленные осадки имеют более высокую минералогическую зрелость; проведение границ между областями различных механизмов намагничивания выполнено схематично. Из Turner (1980).

Несмотря на то, что пока еще представления о процессах намагничивания в красных осадках довольно неопределенны, несколько факторов определенно играют свою роль:

1. *Минералогическая зрелость при осаждении*. Незрелые осадки, в которых много минералов в низко-окисленном состоянии, могли бы испытать быстрое окисление и быстро приобрести большую часть своей *CRM*. В более зрелых осадках для этих постседиментационных химических реакций могло бы потребоваться большее время. Эта тен-

денция к более быстрому *CRM*-намагничиванию для минералогически незрелых осадков схематически выражена на рис. 8.9 наклонной полосой между *DRM* и "ранней" *CRM*.

2. *Размер зерна осадка*¹⁸. Тонкозернистые осадки имеют частицы с большим отношением поверхности к объему; они, вероятно, подвергаются химическим изменениям быстрее, чем крупнозернистые осадки. Диагенез¹⁹ и цементирование глины происходят более быстро в тонкозернистых отложениях. Поэтому в мелкозернистых, сцементированных, красных осадках *CRM* могла быть приобретена быстрее, чем в крупнозернистых.

3. *Внешние условия осаждения и палеоклимат*. Окружающая среда осаждения, если она богата кислородом, обусловит более быстрое окисление, способствующее раннему формированию *CRM*. Теплые, влажные условия приводят к более быстрому и непрерывному формированию *CRM*, чем засушливые.

Главное в этом обсуждении намагничивания красных осадков то, что процессы являются действительно сложными и все еще спорными. Палеомагнитные данные, полученные по красным отложениям, должны оцениваться каждый раз особо. Лучшее основание для оценки времени приобретения остаточной намагниченности дают полевые тесты палеомагнитной стабильности. Согласие здесь в том, что красные осадки с несложной, высокостабильной *ChRM*, вероятно, приобрели эту намагниченность в *CRM*-процессах, которые имели место в первые 10^3 лет после седиментации. Палеомагнитные данные, получаемые по этим красным осадкам, полезны для магнитной стратиграфии и для определения положений палеомагнитных полюсов. Датировка компонент намагниченности красных осадков, в которых образовалась сложная, многокомпонентная *NRM*, плохо определена; при интерпретации таких результатов необходимо быть осторожным.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

- G. L. Anson and K. P. Kodama, Compaction-induced shallowing of the post-depositional remanent magnetization in a synthetic sediment, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 88, 673–692, 1987.
- P. Arason and S. Levi, Compaction and inclination shallowing in deep sea sediments from the Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 4501–4510, 1990a.
- P. Arason and S. Levi, Models of inclination shallowing during sediment compaction, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 4481–4499, 1990b.
- C. Baag and C. E. Helsley, Evidence for penecontemporaneous magnetization of the Moenkopi Formation, *J. Geophys. Res.*, v. 79, 3308–3320, 1974.
- C. E. Barton and M. W. McElhinny, Detrital remanent magnetization in five slowly redeposited long cores of sediment, *Geophys. Res. Lett.*, v. 6, 229–232, 1979.
- R. H. Benthien and R. D. Elmore, Origin of magnetization in the Phosphoria Formation at Sheep Mountain, Wyoming: A possible relationship with hydrocarbons, *Geophys. Res. Lett.*, v. 14, 323–326, 1987.
- R. A. Blow and N. Hamilton, Effect of compaction on the acquisition of a detrital remanent magnetization in fine grained sediments, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 52, 13–23, 1978.
- R. F. Butler and L. H. Taylor, A middle Paleocene paleomagnetic pole from the Nacimiento Formation, San Juan Basin, New Mexico, *Geology*, v. 6, 495–498, 1978.
- M. A. Celaya and B. M. Clement, Inclination shallowing in deep sea sediments from the North Atlantic, *Geophys. Res. Lett.*, v. 15, 52–55, 1988.

¹⁸ Речь, очевидно, идет о размере частиц магнетика (АК – не только магнетика!)

¹⁹ Диагенез – хим. и физ. преобразования осадка, осуществляющиеся с начала седиментации до окончания литификации

- S. R. Chang and J. L. Kirschvink, Magnetofossils, the magnetization of sediments, and the evolution of magnetite biomineralization, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, v. 17, 169–195, 1989.
- R. S. Coe, S. Grommé, and E. A. Mankinen, Geomagnetic paleointensities from radiocarbon-dated lava flows on Hawaii and the question of the Pacific nondipole low, *J. Geophys. Res.*, v. 83, 1740–1756, 1978.
- R. S. Coe, B. R. Globberman, P. W. Plumley, and G. A. Thrupp, Paleomagnetic results from Alaska and their tectonic implications, In: *Tectonostratigraphic Terranes of the Circum-Pacific Region*, ed. D. G. Howell, Amer. Assoc. Petrol. Geol., Circum-Pacific Council for Energy and Mineral Resources Series, v. 1, 85–108, 1985.
- D. W. Collinson, The role of pigment and specularite in the remanent magnetism of red sandstones, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 38, 253–264, 1974.
- K. M. Creer, Paleozoic palaeomagnetism, *Nature*, v. 219, 246–250, 1968.
- K. M. Creer, P. Tucholka, and C. E. Barton, ed., *Geomagnetism of Baked Clays and Recent Sediments*, Elsevier, Amsterdam, 324 pp., 1983.
- G. A. Deamer and K. P. Kodama, Compaction-induced inclination shallowing in synthetic and natural clayrich sediments, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 4511–4529, 1990.
- J. F. Diehl, M. E. Beck, Jr., S. Beske-Diehl, D. Jacobson, and B. C. Hearn, Paleomagnetism of the Late Cretaceous-Early Tertiary North-Central Montana Alkaline Province, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 10,593–10,609, 1983.
- E. J. Ekstrand and R. F. Butler, Paleomagnetism of the Moenave Formation: Implications for the Mesozoic North American apparent polar wander path, *Geology*, v. 17, 245–248, 1989.
- B. B. Ellwood, Application of anisotropy of magnetic susceptibility method as an indicator of bottom-water flow direction, *Mar. Geol.*, v. 34, M83–M90, 1980.
- B. B. Ellwood, Estimates of flow direction for calc-alkaline welded tuffs and paleomagnetic data reliability from anisotropy of magnetic susceptibility measurements; central San Juan Mountains, Southwest Colorado, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 59, 303–314, 1982.
- D. P. Elston and M. E. Purucker, Detrital magnetization in red beds of the Moenkopi Formation (Triassic), Gray Mountain, Arizona, *J. Geophys. Res.*, v. 84, 1653–1665, 1979.
- R. D. Flood, D. V. Kent, A. N. Shor, and F. R. Hall, The magnetic fabric of surficial deep-sea sediments in the HEBBLE area (Nova Scotian continental rise), *Mar. Geol.*, v. 66, 149–167, 1985.
- A. G. Goldstein and L. L. Brown, Magnetic susceptibility anisotropy of mylonites from the Brevard zone, North Carolina, U.S.A., *Phys. Earth Planet. Int.*, v. 51, 290–300, 1988.
- R. G. Gordon, Test for bias in paleomagnetically determined paleolatitudes from Pacific Plate Deep Sea Drilling Project sediments, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 8397–8404, 1990.
- D. H. Griffiths, R. F. King, A. I. Rees, and A. E. Wright, Remanent magnetism of some recent varved sediments, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A.*, v. 256, 359–383, 1960.
- P. C. Henshaw, Jr., and R. T. Merrill, Magnetic and chemical changes in marine sediments, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 18, 1980.
- E. Herrero-Bervera and C. E. Helsley, Paleomagnetism of a polarity transition in the Lower(?) Triassic Chugwater Formation, Wyoming, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 3506–3522, 1983.
- F. Hrouda, Magnetic anisotropy of rocks and its application in geology and geophysics, *Geophys. Surv.*, v. 5, 37–82, 1982.
- E. Irving and A. Major, Post-depositional detrital remanent magnetization in a synthetic sediment, *Sedimentology*, v. 3, 135–143, 1964.
- E. Irving and D. F. Strong, Paleomagnetism of the Early Carboniferous Deer Lake Group, western Newfoundland: No evidence for mid-Carboniferous displacement of “Acadia,” *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 69, 379–390, 1984.
- E. Irving and D. F. Strong, Paleomagnetism of rocks from the Burin Peninsula, Newfoundland: Hypothesis of late Paleozoic displacement of Acadia criticized, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 1949–1962, 1985.

- M. Jackson, W. Gruber, J. Marvin, and S. K. Banerjee, Partial anhysteretic remanence and its anisotropy: Applications and grain-size dependence, *Geophys. Res. Lett.*, v. 15, 440–443, 1988.
- R. Karlin and S. Levi, Geochemical and sedimentological control of the magnetic properties of hemipelagic sediments, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 10,373–10,392, 1985.
- D. V. Kent, Post depositional remanent magnetization in deep sea sediments, *Nature*, v. 246, 32–34, 1973.
- D. V. Kent, Thermoviscous remagnetization in some Appalachian limestones, *Geophys. Res. Lett.*, v. 12, 805–808, 1985.
- R. F. King, Remanent magnetism of artificially deposited sediments, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl.*, v. 7, 115–134, 1955.
- R. F. King and A. I. Rees, Detrital magnetism in sediments: An examination of some theoretical models, *J. Geophys. Res.*, v. 71, 561–571, 1966.
- R. Kligfield, W. Lowrie, A. M. Hirt, and A. W. B. Siddans, Effect of progressive deformation on remanent magnetization of Permian redbeds from the Alpes Maritimes (France), *Tectonophys.*, v. 97, 59–85, 1983.
- M. D. Knight, G. P. L. Walker, B. B. Ellwood, and J. F. Diehl, Stratigraphy, paleomagnetism, and magnetic fabric of the Toba Tuffs: Constraints on the sources and eruptive styles, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 10,355–10,382, 1986.
- K. P. Kodama, Remanence rotation due to rock strain during folding and the stepwise application of the fold test, *J. Geophys. Res.*, v. 93, 3357–3371, 1988.
- E. E. Larson and T. R. Walker, Development of chemical remanent magnetization during early stages of redbed formation in Late Cenozoic sediments, Baja California, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, v. 86, 639–650, 1975.
- E. E. Larson and T. R. Walker, A rock magnetic study of the Lower Massive Sandstone, Moenkopi Formation (Triassic), Gray Mountain Area, Arizona, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 4819–4836, 1982.
- E. E. Larson, T. R. Walker, P. E. Patterson, R. P. Hoblitt, and J. G. Rosenbaum, Paleomagnetism of the Moenkopi Formation, Colorado Plateau: Basis for long-term model of acquisition of chemical remanent magnetism in red beds, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 1081–1106, 1982.
- E. Liebes and P. N. Shive, Magnetization acquisition in two Mesozoic red sandstones, *Phys. Earth Planet. Int.*, v. 30, 396–404, 1982.
- W. Lowrie and F. Heller, Magnetic properties of marine limestones, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 20, 171–192, 1982.
- S. P. Lund, A comparison of the statistical secular variation recorded in some Late Quaternary lava flows and sediments and its implications, *Geophys. Res. Lett.*, v. 7, 251–254, 1985.
- W. D. MacDonald and B. B. Ellwood, Anisotropy of magnetic susceptibility: Sedimentological, igneous, and structural-tectonic applications, *Rev. Geophys.*, v. 25, 905–909, 1987.
- J. Magill, A. Cox, and R. Duncan, Tillamook Volcanic Series: Further evidence for tectonic rotation of the Oregon Coast Range, *J. Geophys. Res.*, v. 86, 2953–2970, 1981.
- C. McCabe and R. D. Elmore, The occurrence and origin of Late Paleozoic remagnetization in the sedimentary rocks of North America, *Rev. Geophys.*, v. 27, 471–494, 1989.
- C. McCabe, R. Van der Voo, D. R. Peacor, C. R. Scotese, and R. Freeman, Diagenetic magnetite carries ancient yet secondary remanence in some Paleozoic sedimentary carbonates, *Geology*, v. 11, 221–223, 1983.
- C. McCabe, M. Jackson, and B. B. Ellwood, Magnetic anisotropy in the Trenton Limestone: Results of a new technique, anisotropy of anhysteretic susceptibility, *Geophys. Res. Lett.*, v. 12, 333–336, 1985.
- C. McCabe, R. Sassen, and B. Saffer, Occurrence of secondary magnetite within biodegraded oil, *Geology*, v. 15, 7–10, 1987.
- M. W. McElhinny and W. E. Senanayake, Variations in the geomagnetic dipole, 1: The past 50,000 years, *J.*

Geomagn. Geoelectr., v. 34, 39–51, 1982.

R. T. Merrill and M. W. McElhinny, The Earth's Magnetic Field: It's History, Origin and Planetary Perspective,

Academic Press, London, 401 pp., 1983.

J. Oliver, Fluids expelled tectonically from orogenic belts: Their role in hydrocarbon migration and other geologic phenomena, *Geology*, v. 14, 99–102, 1986.

N. D. Opdyke and K. W. Henry, A test of the dipole hypothesis, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 6, 138–151, 1969.

M. Prévot, E. A. Mankinen, R. S. Coe, and C. S. Grommé, The Steens Mountain (Oregon) geomagnetic polarity transition, 2. Field intensity variations and discussion of reversal models, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 10,417–10,448, 1985.

M. E. Purucker, D. P. Elston, and E. M. Shoemaker, Early acquisition of characteristic magnetization in red beds of the Moenkopi Formation (Triassic), Gray Mountain, Arizona, *J. Geophys. Res.*, v. 85, 997–1012, 1980.

J. L. Roy and J. K. Park, Red beds: DRM or CRM?, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 17, 211–216, 1972.

A. S. Ruf, S. J. Naruk, R. F. Butler, and G. J. Calderone, Strain and magnetic fabric in the Santa Catalina and Pinaleno Mountains metamorphic core complex mylonite zones, Arizona, *Tectonics*, v. 7, 235–248, 1988.

P. W. Schmidt and B. J. J. Embleton, Palaeomagnetic results from sediments of the Perth Basin, Western Australia, and their bearing on the timing of regional lateritisation, *Palaeogeog. Palaeoclim. Palaeoecol.*, v. 19, 257–273, 1976.

C. R. Scotese, R. Van der Voo, and C. McCabe, Paleomagnetism of the upper Silurian and lower Devonian carbonates of New York State: Evidence for secondary magnetizations residing in magnetite, *Phys. Earth Planet. Int.*, v. 30, 385–395, 1982.

P. N. Shive, M. B. Steiner, and D. T. Huycke, Magnetostratigraphy, paleomagnetism, and remanence acquisition in the Triassic Chugwater Formation of Wyoming, *J. Geophys. Res.*, v. 89, 1801–1815, 1984.

R. W. Simpson and A. Cox, Paleomagnetic evidence for tectonic rotation of the Oregon Coast Range, *Geology*, v. 5, 585–589, 1977.

M. B. Steiner, Detrital remanent magnetization in hematite, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 6523–6539, 1983.

A. Stephenson, S. Sadikun, and D. K. Potter, A theoretical and experimental comparison of the anisotropies of magnetic susceptibility and remanence in rocks and minerals, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 84, 185–200, 1986.

D. Suk, D. R. Peacor, and R. Van der Voo, Replacement of pyrite framboids by magnetite in limestone and implications for palaeomagnetism, *Nature*, v. 345, 611–613, 1990.

J. A. Tarduno, Absolute inclination values from deep sea sediments: A reexamination of the Cretaceous Pacific record, *Geophys. Res. Lett.*, v. 17, 101–104, 1990.

L. Tauxe and D. V. Kent, Properties of a detrital remanence carried by haematite from study of modern river deposits and laboratory redeposition experiments, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 77, 543–561, 1984.

L. Tauxe, D. V. Kent, and N. D. Opdyke, Magnetic components contributing to the NRM of Middle Siwalik red beds, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 47, 279–284, 1980.

P. Tucker, Magnetization of unconsolidated sediments and theories of DRM, In: *Geomagnetism of Baked Clays and Recent Sediments*, eds. K. M. Creer et al., Elsevier, Amsterdam, pp. 9–19, 1983.

P. Turner, Continental Red Beds, *Developments in Sedimentology*, v. 29, Elsevier, Amsterdam, 562 pp., 1980.

B. A. van der Pluijm, Grain-scale deformation and the fold test-Evaluation of syn-folding remagnetization, *Geophys. Res. Lett.*, v. 14, 155–157, 1987.

- R. Van der Voo and R. B. French, Paleomagnetism of the Late Ordovician Juniata Formation and the remagnetization hypothesis, *J. Geophys. Res.*, v. 82, 5796–5802, 1977.
- F. B. Van Houten, Iron oxides in red beds, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, v. 79, 399–416, 1968.
- T. R. Walker, E. E. Larson, and R. P. Hoblitt, The nature and origin of hematite in the Moenkopi Formation (Triassic), Colorado Plateau: A contribution to the origin of magnetism in red beds, *J. Geophys. Res.*, v. 86, 317–333, 1981.

ГЛАВА 9. ГЕОХРОНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Как обсуждалось в Главе 1, геомагнитные вековые вариации проявляют периодичность от 1 года до 10^5 лет. Мы узнаем в этой главе, что интервалы геомагнитной полярности могут иметь продолжительность от 10^4 до 10^8 лет. В следующей главе мы увидим, что наблюдаемые траектории блуждания палеомагнитного полюса отражают движения литосферных плит за время, достигающее $> 10^9$ лет. Таким образом, будучи наблюдаемы в данном конкретном месте, характеристические времена изменений геомагнитного поля лежат в интервале от десятилетий до миллиардов лет. Соответственно, и масштабы времени потенциальных геохронологических приложений палеомагнетизма – от детального датирования в пределах четвертичного периода до грубых оценок возраста намагниченности пород докембрия.

Изменения направлений геомагнитного поля, обусловленные вековыми вариациями, были успешно использованы для датирования четвертичных осадков и археологических объектов. Поскольку конкретный вид вековых вариаций различен для разных субконтинентов, эти геохронологические приложения для четвертичного периода требуют предварительного изучения вида вековой вариации в интересующем регионе (например, рис. 1.8). Когда региональная зависимость изменений склонения и наклонения установлена и калибрована в абсолютном масштабе времени, зависимости для других четвертичных осадков могут быть сопоставлены с калибровочной зависимостью с целью датировки этих осадков. Этот метод был развит и применялся в Западной Европе, Северной Америке и Австралии. Книги Томпсона и Олдфилда (Thompson and Oldfield, 1986) и Крира и др. (Creer et al., 1983) представляют все это в деталях. Соответственно, этот вопрос не будет рассматриваться здесь.

В настоящей главе мы сосредоточим внимание на наиболее широко применяемом геохронологическом приложении палеомагнетизма – магнитной стратиграфии на основе полярности. Эта техника применяется к стратиграфической корреляции и геохронологической калибровке разрезов горных пород, возраст которых – от плейстоцена до докембрия. Стратиграфия по магнитной полярности (или магнитостратиграфия) выросла в важный раздел внутри палеомагнетизма и соединила стратиграфов и палеонтологов, работающих совместно с палеомагнитчиками (палеомагнитологами) над решением широкого круга геохронологических проблем.

Чтобы понять принципы магнитной стратиграфии на основе полярности, необходимо разобраться в принципах построения временных шкал геомагнитной полярности. В первой части этой главы представлены методы, которые используются для построения временной шкалы геомагнитной полярности (*GPTS*), и даны примеры построенных временных шкал. Это обсуждение, конечно же, сопровождается приведением некоторых классических примеров применения магнитной стратиграфии; магнитостратиграфия, с одной стороны, потребовала построения шкал геомагнитной полярности, с другой – и сама внесла вклад в их построение. Во второй половине этой главы, мы обсудим случаи приложения магнитной стратиграфии к геохронологическим проблемам. Такой подход использован потому, что принципы и стратегия магнитостратиграфии будут лучше всего понятны в контексте конкретных геохронологических приложений. Вопросы о способе отбора образцов и анализа и качества данных рассматриваются по мере того, как они возникают при рассмотрении каждого случая.

ПОСТРОЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЫ ГЕОМАГНИТНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

Обсуждение проблемы построения временной шкалы геомагнитной полярности (ВШГП = *the geomagnetic polarity time scale (GPTS)*) будет кратким и, возможно, не охватит всех деталей, которые заинтересуют читателей. Дополнительные сведения о построении *GPTS* для плейстоцена-плиоцена можно найти в работах Кокса (Cox, 1973) и МакДугала (McDougall, 1979). Превосходный, детальный обзор процедуры построения временной шкалы полярности дан в работе Хэйлвуда (Hailwood, 1989). Для знакомства с историко-научной ситуацией в построении *GPTS* и критически важной ролью *GPTS* в развитии теории тектоники плит, читатель отсылается к работе Глена (Glen, 1982).

Плейстоцен-плиоцен

Построение временной шкалы геомагнитной полярности в ее современном понимании было начато в 1960-ых годах после успехов в точном калий-аргоновом (*K-Ar*) датировании изверженных пород плейстоцена-плиоцена. Оказалось, что изверженные породы одного и того же возраста, отобранные даже в далеко друг от друга отстоящих местах, имеют намагниченность одинаковой полярности. Определения возраста и магнитной полярности все большего объема изверженных пород, как результат, привели к построению первых временных шкал геомагнитной полярности в интервале времени 0 – 5 млн. лет (рис. 9.1).

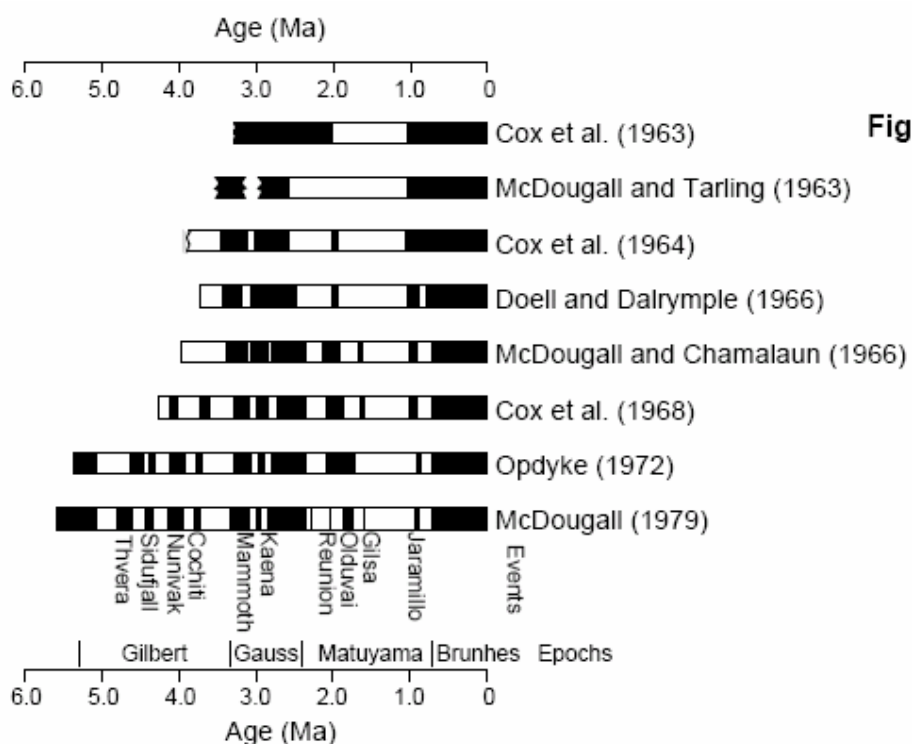


Рис. 9.1. Успехи в построении временной шкалы геомагнитной полярности плейстоцена-плиоцена между 1963 и 1979 гг. На этой и всех последующих колонках полярности, или временных шкалах, черные интервалы указывают нормальную полярность, а белые интервалы указывают обратную полярность. Ссылки приведены справа от каждой временной шкалы; номенклатура "событий (ивентов)" и "эпох", отвечающих этой части временной шкалы, дана внизу. По материалам McDougall (1979).

Когда существовало лишь немного определений возраста и полярности, казалось, что длительность существования поля одной полярности составляет приблизительно 1 млн. лет. Эти интервалы полярности были названы эпохами полярности и получили имена видных людей в истории геомагнетизма. Однако скоро стало ясно, что в пределах эпох "стабильной" полярности существовали более короткие интервалы противоположной полярности. Эти более короткие интервалы изменения полярности получили наименование событий (ивентов) и были названы по имени места, в котором они были впервые обнаружены. Мы теперь понимаем, что не существует никакого фундаментального различия между эпохами полярности и "событиями полярности"; просто возможны интервалы полярности широкого спектра продолжительностей. Номенклатура эпох и ивентов полярности, в основном, – исторический казус, но она сохранена, по традиции, для этого, ближайшего к нам, интервала геологического времени.

На начальном этапе развития представлений об инверсиях велись споры относительно того, была ли обратная намагниченность изверженных пород обусловлена геомагнитным полем обратной полярности или это есть результат самообращения термостаточной намагниченности. Нагата и др. (Nagata et al., 1952) нашли изверженную горную породу (дацит²⁰ горы Харуна), которая приобретала *TRM*, антипараллельную магнитному полю, в котором она охлаждалась. Это наблюдение дало возможность заподозрить, что все обратные намагниченные изверженные породы подверглись процессу самообращения их *TRM*. Было показано, что носителем самообращающейся *TRM* дацита г. Харуна (Нагуна) является титаногематит состава $x \approx 0,5$ (вспомним Главу 2). Оказалось, однако, что самообращение – редкое событие, объясняющее, возможно, обратную намагниченность лишь 1% изверженных пород; титаногематиты подобного промежуточного состава редко являются доминирующим ферромагнитным минералом в изверженных породах. Внутренняя согласованность временных шкал геомагнитной полярности, построенных по изверженным породам из разных мест Земли, подтвердила, что обращения геомагнитного поля были основной причиной всех (кроме нескольких случаев) случаев обратной намагниченности изверженных пород.

Временная шкала геомагнитной полярности для плиоцен-плейстоцена, основанная в основном на *K-Ar* датировках и на палеомагнитных определениях полярности по изверженным породам, приведена на рис. 9.2. 354 определения возраста и полярности были использованы, чтобы построить эту временную шкалу. Несколько важных особенностей истории геомагнитного поля (его полярности) могут быть оценены на основе этого рисунка:

²⁰ Кварцевый андезит

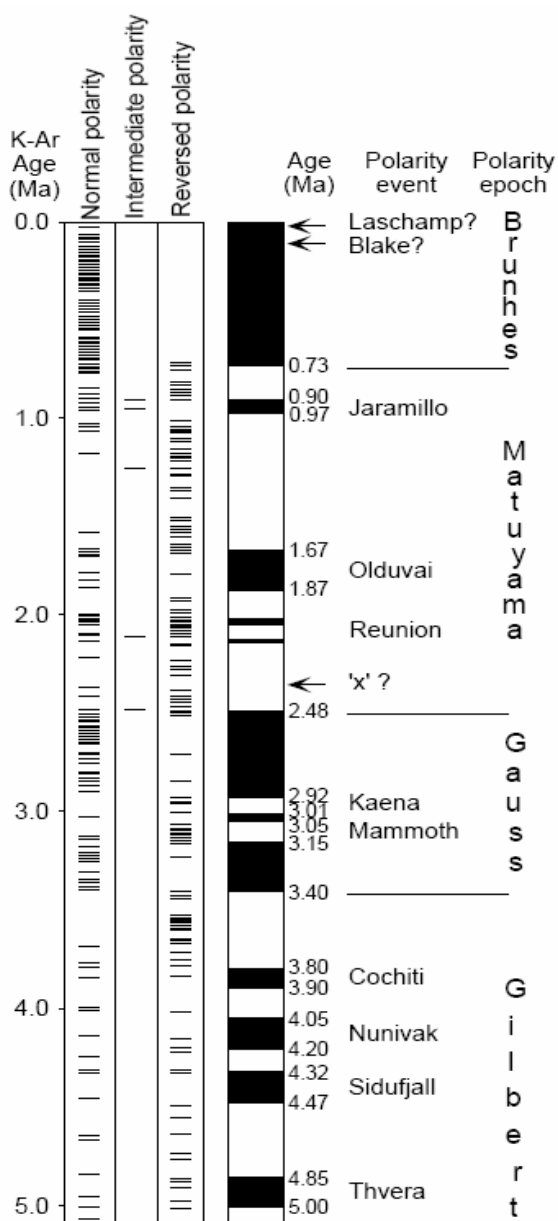


Рис. 9.2. Временная шкала геомагнитной полярности для плиоцен-плейстоцена по Манкину и Дэлримплу (Mankinen and Dalrymple, 1979). Каждая горизонтальная линия в колонках, маркированных «нормальная», «промежуточная» или «обратная» полярность, представляет изверженную горную породу, для которой были определены и *K-Ar*-возраст и палеомагнитная полярность. Кроме того, вспомогательная информация, полученная при изучении морских линейных магнитных аномалий и при палеомагнитном изучении глубоководных кернов, также использовалась, чтобы уточнить временную шкалу полярности; стрелками указаны спорные короткие интервалы полярности или геомагнитные «экскурсии» (экскурсы); числа справа от колонки полярностей указывают интерпретируемые возрасты границ полярности. Из Mankinen and Dalrymple (1979), с разрешения Американского Геофизического Союза.

1. В течение последних 5 млн. лет средняя продолжительность интервалов полярности составляет ~ 0,25 млн. лет. Однако имеет место широкий диапазон более коротких продолжительностей, реализовавшихся чаще.
2. Только около 1,5% определений классифицируется как «промежуточная полярность». Эти породы с намагниченностью промежуточной полярности были, вероятно, намагничены в то время, когда геомагнитное поле находилось в режиме перехода полярности между нормальной и обратной. Изменение полярности происходит быстро (вероятно, не дольше приблизительно 5000 лет), и геомагнитные инверсии могут быть расценены как быстрые, глобально синхронные события. Эта особенность инверсий является центральной во многих геохронологических приложениях стратиграфии на основе полярности поля.
3. Геомагнитные инверсии случайно распределены в масштабе геологического времени; они – полная противоположность правильного поведения типа прямоугольной волны или синусоидальной волны, так что моменты запуска процесса изменения полярности (инверсий) непредсказуемы. Это означает, что структура четырех или пяти последовательных интервалов полярности, как целое, обычно не повторяется. Напротив, структуры длинных и коротких интервалов могут использоваться как "характерный

признак" отдельных интервалов геологического времени. Этот способ распознавания структуры существенен для большинства геохронологических приложений полярной стратиграфии.

4. Аналитическая неопределенность, которая свойственна радиометрическому датированию вообще, ограничивает применение подобной техники «датирования и определения полярности» лишь последними 5 млн. лет. При абсолютном возрасте в 5 млн. лет типичная ошибка при радиометрическом определении возраста приближается к характерной продолжительности интервалов полярности. За редким исключением, когда возможен детальный анализ стратиграфии полярности в мощных разрезах вулканических пород, таких как в Исландии (McDougall, 1979), для расшифровки *GPTS* для возрастов свыше 5 млн. лет требуются другие методы.

Углубление в миоцен

Палеомагнитное изучение глубоководных кернов дало важную информацию о последовательности геомагнитной полярности в интервале древнее последних 5 млн. лет. Пример записи полярности поля в глубоководном керне из трубки дан на рис. 9.3. При условии, что накопление осадка происходило без существенных перерывов, *DRM* глубоководного керна может обеспечить надежное определение картины последовательности магнитной полярности. Чтобы определить геологический возраст, требуется палеонтологическое датирование осадочных горизонтов, а корреляция с радиометрически датированной последовательностью полярности необходима, чтобы оценить абсолютные возрасты внутри отдельных глубоководных кернов. На практике, для построения временной шкалы геомагнитной полярности потребовалось довольно много глубоководных кернов, обеспечивающих высоконадежные палеомагнитные записи и палеонтологические калибровки картины полярностей. Примеры временных шкал, определенных этим методом это – шкалы из работ Опдайк и др. (Opdyke et al., 1974) и Тейера и Хэммонда (Theyer and Hammond, 1974).

Морские магнитные аномалии

Профили морских магнитных аномалий составляют богатейший источник информации о последовательности интервалов геомагнитной полярности от среднего мезозоя до настоящего времени. Основы гипотезы о расширении морского дна (Vine and Matthews, 1963; Morley and Larochelle, 1964), объясняющие природу морских магнитных аномалий, представлены на рисунке 9.4. Эта гипотеза стала краеугольным камнем тектоники плит.

В процессе расширения морского дна материал верхней мантии устремляется в расширяющийся гребень (океанический хребет) и затвердевает на краях (ребрах) литосферных океанических плит, которые разделены этим гребнем. Океаническая кора формирует верхнюю часть литосферы и состоит из мафических²¹ изверженных пород, включающих базальтовые подушечные лавы и дайки побочных жил. Эти базальты содержат титаномagnetит и приобретают *TRM* в ходе охлаждения в геомагнитном поле. Океаническая кора, таким образом, может рассматриваться как лента, содержащая запись прошлой полярности геомагнитного поля (пусть и ограниченной надежности). Однако запись полярности поля в океанической коре изучается иначе, чем прямым палеомагнитным отбором образцов.

²¹ Мафиты – группа темных минералов, без учета *Fe* и *Mg*, к которой принадлежат: биотит, флогонит, амфибол, пироксены, оливины, магнетит, ильменит, хромит и др.

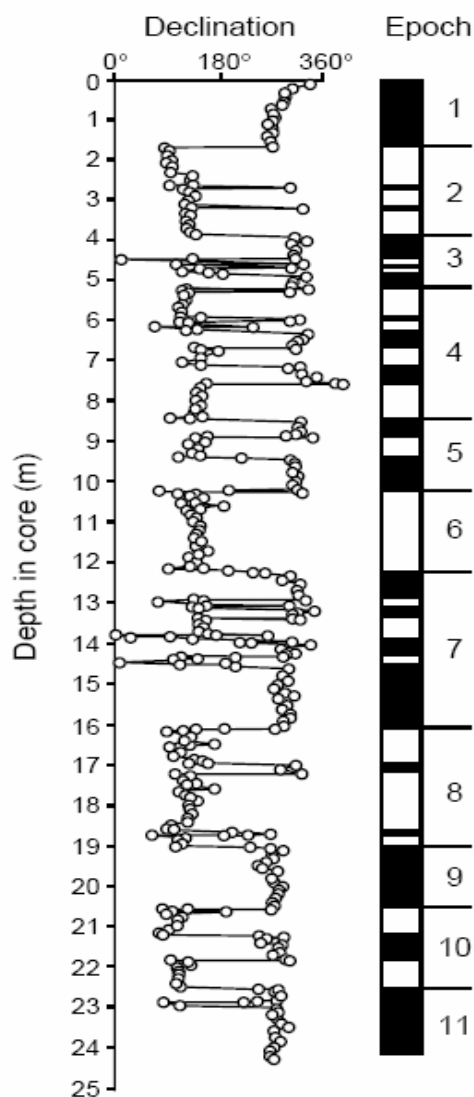


Рис. 9.3. Изменение палеомагнитного склонения с глубиной в глубоководной трубке RC12-65, отобранной в экваториальной части Тихого океана. Абсолютные величины склонения произвольны, потому что керн не ориентирован азимутально (склонение верхней части керна было принято равным 360°); самая старая часть осадка, в основании трубки, относится к началу позднего миоцена (абсолютный возраст – приблизительно 10 млн. лет); интерпретируемая временная шкала магнитной полярности была подразделена в соответствии с номенклатурой “магнитных эпох”, представления которой являются теперь устаревшими. Из Opdyke et al. (1974).

Чередующиеся полярности *TRM* в океанской коре изображены черным (нормальная полярность) и белым (обратная полярность) блоками коры на рис. 9.4. Эти блоки с чередующейся *TRM*-полярностью обуславливают магнитные аномалии. В средних и высоких широтах блок с намагниченностью нормальной полярности создает магнитное поле, которое добавляется к региональному геомагнитному полю, обуславливая положительную магнитную аномалию; местное магнитное поле над блоками нормальной полярности на 100 – 1000 гамм ($1 \text{ гамма} = 10^{-5} \text{ Э}$) выше, чем нормальные региональные величины. Для блока с намагниченностью обратной полярности создаваемая им магнитная аномалия над блоком – отрицательная. Буксируя магнитометр позади океанографического судна и прослеживая профиль магнитной аномалии на морской поверхности (профиль морской магнитной аномалии), можно выполнить дистанционную оценку полярности намагниченности пород соответствующих блоков океанской коры. При движении от вершины рифтового хребта в сторону все более старых участков океанской коры наблюдаемые профили морских магнитных аномалий позволяют определять полярность намагниченности, соответственно, все более древних частей океанской коры. Последовательность прошедших геомагнитных инверсий, таким образом, может быть определена по результатам изучения профилей морских магнитных аномалий.

Для того чтобы оценивать возрасты интервалов полярности поля, установленных этим способом, необходимо знать скорость расширения морского дна. Поскольку плиоцен-плейстоценовая *GPTS* известна из независимых источников (например, рис.

9.2), картина чередования блоков нормальной и обратной полярностей около гребня рифта также известна. Эта картина должна быть линейно промасштабирована согласно скорости расширения морского дна. В итоге, рассчитывается "теоретический" профиль для предположенной скорости расширения морского дна, который затем сравнивается с реально наблюдаемым профилем магнитной аномалии. Скорость расширения морского дна определяется из сравнения теоретического и наблюдаемого профилей, как показано на рис. 9.4.

Первой временной шкалой геомагнитной полярности, использовавшей морские магнитные аномалии как базу первичных данных, была шкала Хайцлера (Heirtzler et al. 1968). Эта *GPTS* воспроизведена на рис. 9.5. Хайцлер с коллегами использовал наблюдаемые профили магнитных аномалий, чтобы построить блоковую модель магнитной полярности пород океанской коры в Южной Атлантике. Они определили скорость раздвижения Южно-атлантического горного хребта, сравнивая наблюдаемые и теоретические профили и используя известную из независимых источников *GPTS* для последних 3,35 млн. лет (граница Гаусс/Гильберт). Используя различные морские геофизические данные, Хайцлер привел аргументы в пользу того, что скорость расширения морского дна от Южно-атлантического горного хребта была постоянна в последние 80 млн. лет. Возраст океанской коры в Южной Атлантике и возрасты связанных с нею интервалов геомагнитной полярности, таким образом, могут быть предсказаны. Эта процедура привела к построению временной шкалы полярности (рис. 9.5), которая должна рассматриваться как одна из наиболее смелых и наиболее точных экстраполяций в истории наук о Земле. Последующие 20 лет исследований показали, что для предсказанного возраста 70 млн. лет эта временная шкала оказалась сдвинута лишь на примерно 5 млн. лет!

Две важных особенности Хайцлеровской *GPTS* (Heirtzler et al. 1968) очевидны: (1) В течение кайнозоя полные времена состояний нормальной и обратной полярностей были приблизительно равны; не было никакого существенного преимущества за какой-либо одной полярностью в течение кайнозоя. (2) Частота инверсий геомагнитного поля увеличилась в течение кайнозоя. В палеоцене и эоцене средняя частота инверсий поля была около 1 инверсия/млн. лет, в то время как для последних 5 млн. лет она была уже около 4 инверсии/млн. лет. Статистический анализ геомагнитных инверсий и изменений частоты инверсий стал важным объектом изучения в геомагнетизме (см. обзор Lowrie, 1989).

О номенклатуре

Здесь нам потребуется хотя бы краткое обсуждение номенклатуры, применяемой к интервалам магнитной полярности. Мы отметили при обсуждении плиоцен-плейстоценовых *GPTS*, что система эпох полярности и событий была развита именно для этой части геологического времени. Эта система была заменена для более ранних периодов временной шкалы, но сохранена для плиоцен-плейстоцена как исторический казус.

Система эпох полярности была продлена в глубь миоцена и олигоцена для описания интервалов полярности, найденных при изучении глубоководных кернов, но эти более ранние эпохи были обозначены просто номерами. Например, на рис. 9.3 эпоха полярности Гильберта обозначена как Эпоха 4; предыдущая эпоха полярности обозначена как Эпоха 5, и т. д. Однако использование понятия "эпох" для обозначения интервалов геомагнитной полярности оказалось в противоречии с общепринятым использованием термина "эпоха", используемого при описании подразделения геологического времени.

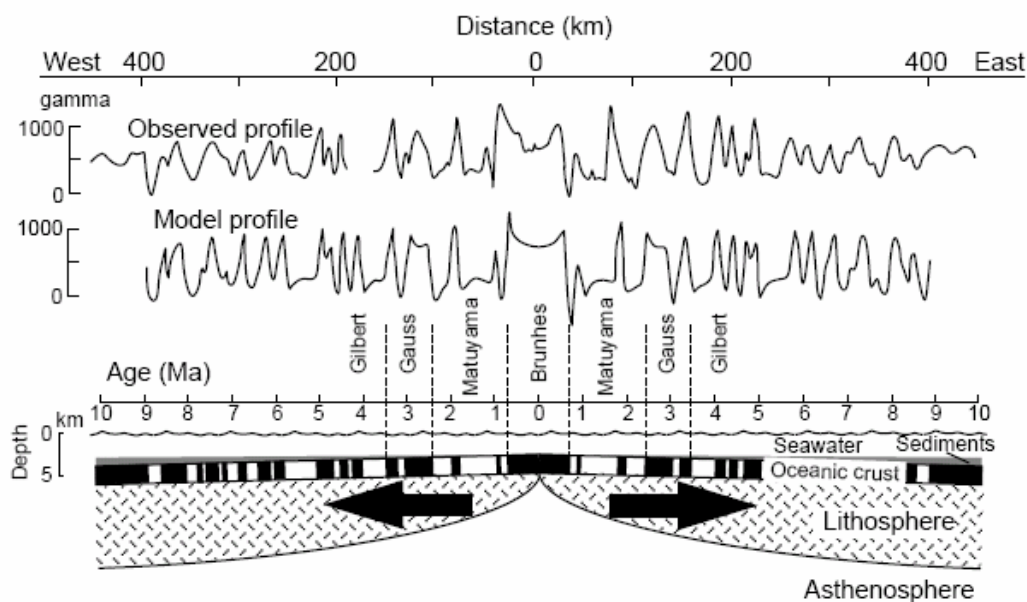
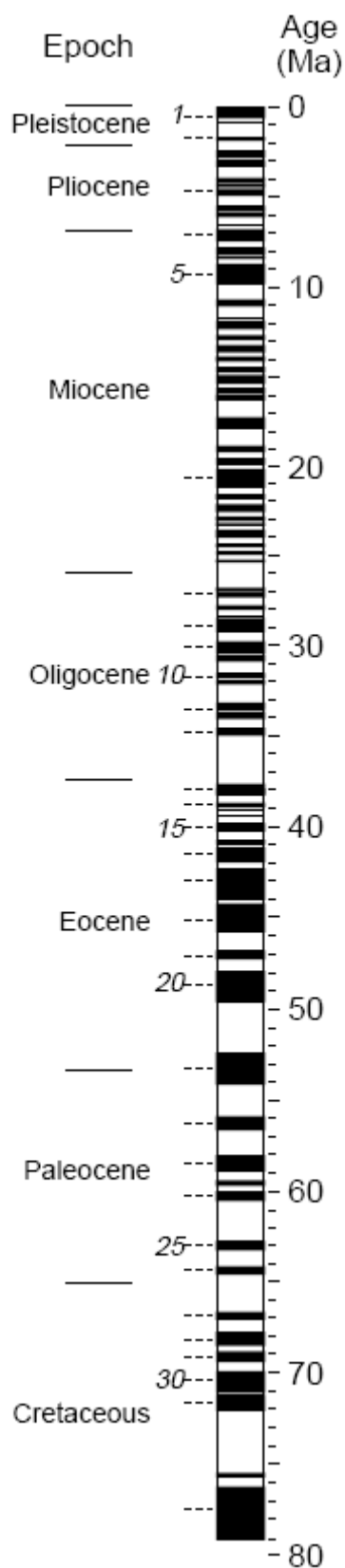


Рис. 9.4. Формирование морских магнитных аномалий в океанском горном хребте в процессе расширения морского дна. Океанская кора это – верхняя часть океанской литосферы, формирующейся в гребне горного хребта и перекрытой затем слоем океанских отложений увеличивающейся толщины. Черные (белые) блоки океанской коры – блоки нормальной (обратной) полярности *TRM*, приобретенной в процессе первичного охлаждения океанской коры. Выделены блоки коры, сформированной в течение эпох полярности плиоцен-плейстоцена, а границы эпох показаны штриховыми линиями. Абсолютный возраст океанской коры отложен по горизонтали; теоретический профиль здесь – профиль магнитной аномалии, вычисленной для уровня поверхности моря, как поле, произведенное моделью блока с *TRM*, имеющей ту же полярность, что и в соответствующем блоке океанской коры. Наблюдаемый (реальный) профиль это – современный, наблюдаемый на уровне моря профиль магнитный аномалии, идущий поперек Тихоокеанского Антарктического Горного хребта; масштаб расстояния показан на рисунке сверху. Модельному и наблюдаемому профилям лучше всего соответствует "полускорость" расширения дна 45 км/млн. лет. Из Pitman and Heirtzler (1966), Science, v. 154, 1164-71, ©1966, издание Американской Ассоциации Содействия Науке.

Когда профили морских магнитных аномалий стали использоваться для построения временной шкалы геомагнитной полярности, стала очевидной проблема уточнения номенклатуры. Выделенным элементам морских магнитных аномалий были приданы номера, увеличивающиеся с удалением от гребней океанских горных хребтов. Номера элементов в этих магнитных аномалиях показаны на временной шкале Хайцлера и др. на рис. 9.5. Но какая номенклатура должна применяться для временного интервала нормальной полярности, во время которого была произведена океанская кора, производящая магнитную аномалию номер 5? Мы не можем назвать его "эпохой 5", потому что это название было уже применено к эпохе полярности, предшествующей эпохе Гильберта. Требуется какая-то новая система (не конфликтующая с существующей геологической номенклатурой).



Была предложена система хронов геомагнитной полярности. Временные интервалы геомагнитной полярности теперь получили название "хроны", которые привязаны к системе счисления морских магнитных аномалий. Временной интервал нормальной полярности, обсуждавшийся в предыдущем абзаце, называется "хрон полярности 5" (Сох, 1982). Временные интервалы обратной полярности обозначаются строчным индексом (суффиксом) "r", чтобы показать, что это интервалы обратной полярности по отношению к предыдущим хронам нормальной полярности. Например, хрон обратной полярности, предшествующий хрому 25, обозначается: "хрон 25r". Эта номенклатура требует некоторой привычки к ней, но она работает. Если вам не надоело еще это обсуждение номенклатуры, дополнительные детали можно найти в работах Кокса (Сох, 1982) и Хэйлвуда (Hailwood, 1989).

Рис. 9.5. Временная шкала геомагнитной полярности Хайцлера и др. (1968), построенная на основе анализа морских магнитных аномалий. Геологические эпохи в пределах кайнозоя приведены слева, числа (курсив) слева от временной шкалы полярности – номера магнитных аномалий; предсказанный абсолютный возраст приведен в виде шкалы справа от колонки полярности. Из Heirtzler et al. (1968) с разрешения Американского Геофизического Союза.

Биостратиграфические калибровки

Когда *GPTS* Хайцлера (1968) была построена, возрасты хронов полярности в Палеогене были "рассчитаны" в предположении постоянной скорости расширения морского дна в стороны от Южно-атлантического Горного хребта. Проверка предсказанных возрастов этих хронов полярности была одной из основных задач Проекта Глубо-

ководного Морского Бурения (*DSDP*). Как схематически показано на рис. 9.4, морские отложения накапливаются на вновь образованной океанской коре. Возраст самого старого осадка, таким образом, позволяет оценить возраст океанской коры.

Сотни *DSDP*-кернов (и кернов, которые получены в ходе последующей Программы Океанского Бурения (*ODP*)) были выбурены в океанских бассейнах за прошедшие 25 лет. Чтобы подтвердить "предсказание" Хайцлеровской временной шкалой того, что хрон магнитной полярности 25 относится по возрасту к раннему палеоцену, необходимо было выбурить керна сквозь весь осадок вплоть до изверженного основания на участке (сайте), где была идентифицирована морская магнитная аномалия 25. Микроископаемые из этого керна могли быть идентифицированы палеонтологически, чтобы определить геологический возраст самого старого осадка. И действительно, оказалось, что самый древний осадок в *DSDP*-кервах, выбуренных на (над) океанском фундаменте, сформированном во время хрона 25, был позднепалеоценовым, а не раннепалеоценовым по возрасту. Так что определение точного возраста осадков из многочисленных *DSDP*-кернов потребовало внесения корректив во временную шкалу полярности Хайцлера. Дополнительное картирование морских магнитных аномалий также привело к некоторым коррекциям непосредственно самой картины магнитных аномалий. Наиболее известными примерами временных шкал геомагнитной полярности, развитых этим способом, являются шкалы Лабрека и др. (LaBrecque et al., 1977) и Несса и др. (Ness et al., 1980).

Палеонтологическое датирование *DSDP*-кернов осадка обеспечило "выборочные проверки" временной шкалы полярности. Магнитостратиграфические исследования морских осадочных разрезов обеспечили также более детальные биостратиграфические калибровки. Наиболее важным из этих исследований (возможно, наиболее захватывающим из всех магнитостратиграфических исследований) было изучение позднемезозойских и кайнозойских морских разрезов известняка в Умбрийских Апеннинах Италии. (Интересно отметить, что эти палеомагнитные исследования были инициированы Уолтером Альваресом и Биллом Лаури [Walter Alvarez and Bill Lowrie] с целью изучить тектоническое развитие Апеннин. Кроме получения важных магнитостратиграфических данных, последующее исследование привело к открытию обогащенного иридием осадка на границе Мелового и Третичного периодов и становлению гипотезы (метеоритных) ударов для объяснения массового вымирания на этой границе (Alvarez et al., 1980).)

Палеомагнитные данные, полученные по разрезу морского известняка в Губбио (Gubbio), Италия, показаны на рис. 9.6. Лаури и Альварес (1977) проанализировали палеомагнитные образцы, отобранные с малым стратиграфическим шагом. Направление *ChRM* для каждого образца (исправленное за тектонические эффекты) использовалось для вычисления широты виртуального геомагнитного полюса (*VGP*) для каждого стратиграфического горизонта. Поскольку широта *VGP* вычислена на основе и склонения, и наклона *ChRM*, то это – подходящий параметр для наглядного представления результатов магнитостратиграфического исследования. Положительная широта *VGP* указывает на нормальную полярность геомагнитного поля во время приобретения *ChRM*, в то время как отрицательная широта *VGP* указывает на обратную полярность.

Широты *VGP* для разреза Губбио (рис. 9.6) позволяют провести определение магнитных зон полярности в стратиграфической последовательности, причем термин "зона" использован для обозначения соответствующих стратиграфических интервалов разреза пород. Эти зоны полярности показаны на рис. 9.6 и помечены с использованием буквенной алфавитной системы. Это теперь обычная (и разумная) практика в магнитной стратиграфии. Наблюдаемые палеомагнитные данные (склонение и наклонение *ChRM*, широта *VGP* или какая-нибудь их комбинация) нанесены как функция стратиграфического положения. Эти данные затем используются для определения картины зон магнитной полярности для стратиграфического разреза. Например, стратиграфиче-

ский интервал между 219 и 282 м разреза Губбио имеет положительные широты *VGP*, что определяет зону нормальной полярности "Губбио В+" ("Gubbio В+"). Индекс "+" используется, чтобы обозначить зоны нормальной полярности, в то время как "-" используется для зон обратной полярности. В разрезе Губбио граница *Мел/Третичный период* проходит в пределах (внутри) зоны магнитной полярности Gubbio G- на стратиграфическом уровне 347,6 м.

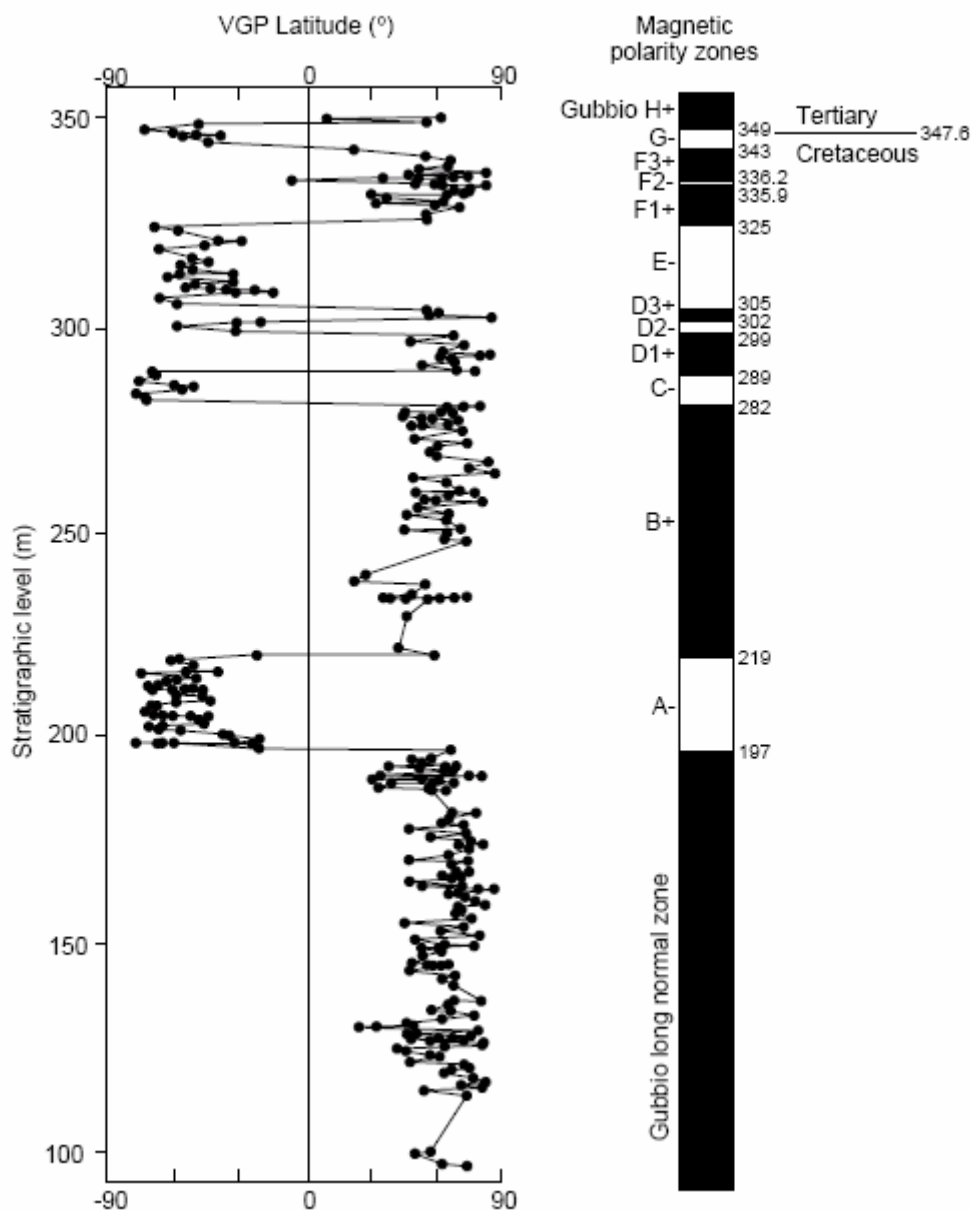


Рис. 9.6. Магнитостратиграфические результаты по Верхней части мела разреза Скалья Росса [Scaglia Rossa] в Умбрийских Апеннинах около Губбио в Италии. Широта виртуального геомагнитного полюса (*VGP*), определенная по направлению *ChRM* для каждого палеомагнитного образца, нанесена как функция стратиграфического уровня; последовательность выделенных зон полярности показана как колонка полярности со стратиграфическими уровнями границ полярности (в метрах), отмеченными на правой стороне колонки; зоны полярности обозначаются буквенной алфавитной системой на левой стороне колонки; положение границы *мел/третичный период* указано справа. Из Lowrie and Alvarez (1977), с разрешения от Геологического Общества Америки.

Главным результатом магнитостратиграфического исследования в Губбио было открытие, что граница *мел/третичный период* проходит внутри магнитного хрона полярности 29г. Это определение было достигнуто посредством анализа, представленного на рис. 9.7. Здесь зональность магнитной полярности разреза Губбио сравнивается с картиной полярности, полученной при анализе профилей морских магнитных аномалий в трех различных океанах. Хотя существуют незначительные вариации картины, конкретные картины полярности, определенные по профилям морских магнитных аномалий, могут быть однозначно скоррелированы с зональностью магнитной полярности разреза Губбио. Например, зона магнитной полярности Gubbio D1+ коррелирует с интервалом нормальной полярности, ассоциированным с магнитной аномалией 32. Из этой корреляции видно, что граница *мел/третичный период* (в пределах зоны полярности Gubbio "G—"), имела место в течение магнитного хрона полярности 29г. Отметим, что временная шкала Хайцлера (рис. 9.5) предсказала, что граница *мел/третичный период* имела место в течение хрона 26г.

Палеомагнитный анализ многочисленных стратиграфических разрезов в Умбрийских Апеннинах позволил сделать дополнительные биостратиграфические калибровки *GPTS* (рис. 9.8). Биостратиграфическое зонирование этих стратиграфических разрезов было выполнено с большой детальностью, так что стратиграфическое положение различных геологических временных границ теперь хорошо известно. Положение геологических временных границ внутри картины интервалов полярности, таким образом, может быть определено. Например, *граница палеоцен/эоцен* проходит внутри зоны обратной полярности, отвечающей хрону магнитной полярности 24г.

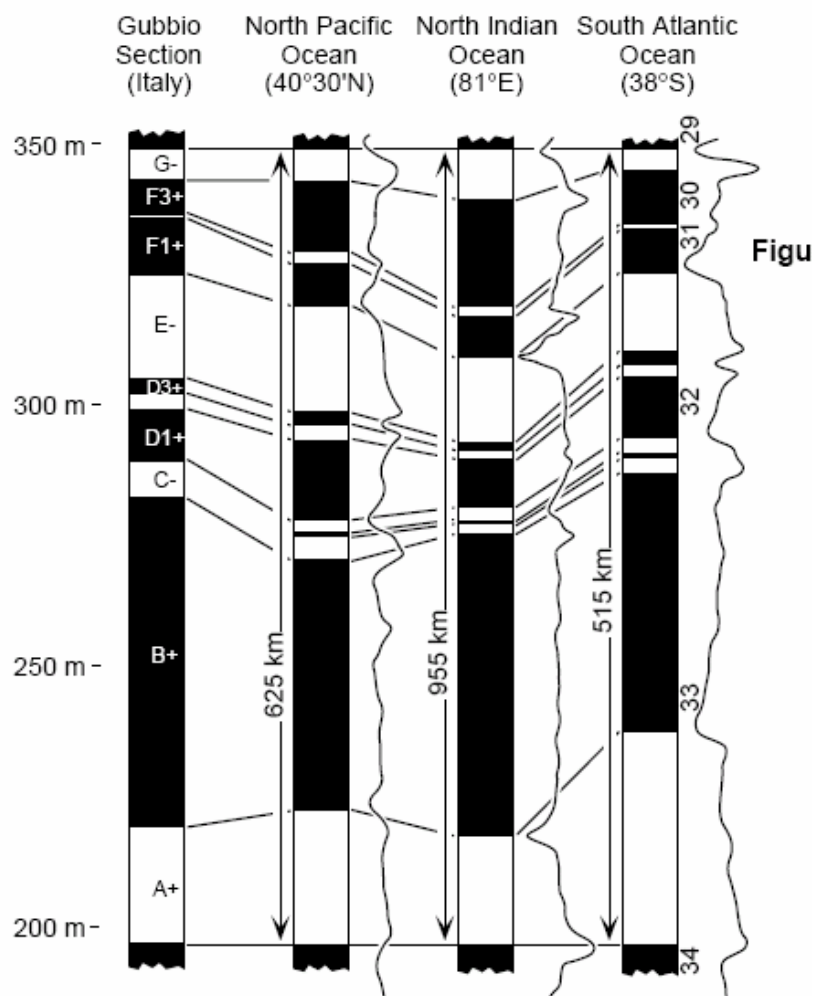


Рис. 9.7. Корреляции зон магнитной полярности разреза в Губбио с последовательностями полярности, полученными при исследовании профилей морских магнитных аномалий в трех океанских областях. Номера магнитных аномалий и магнитные профили показаны справа от каждого интерпретируемого разреза полярности; линейные масштабы магнитных профилей показаны слева от разрезов полярности; разрезы полярности масштабированы так, что границы полярности в начале и в конце разреза соединены строго горизонтальными линиями. Из Lowrie and Alvarez (1977), с разрешения Геологического Общества Америки.

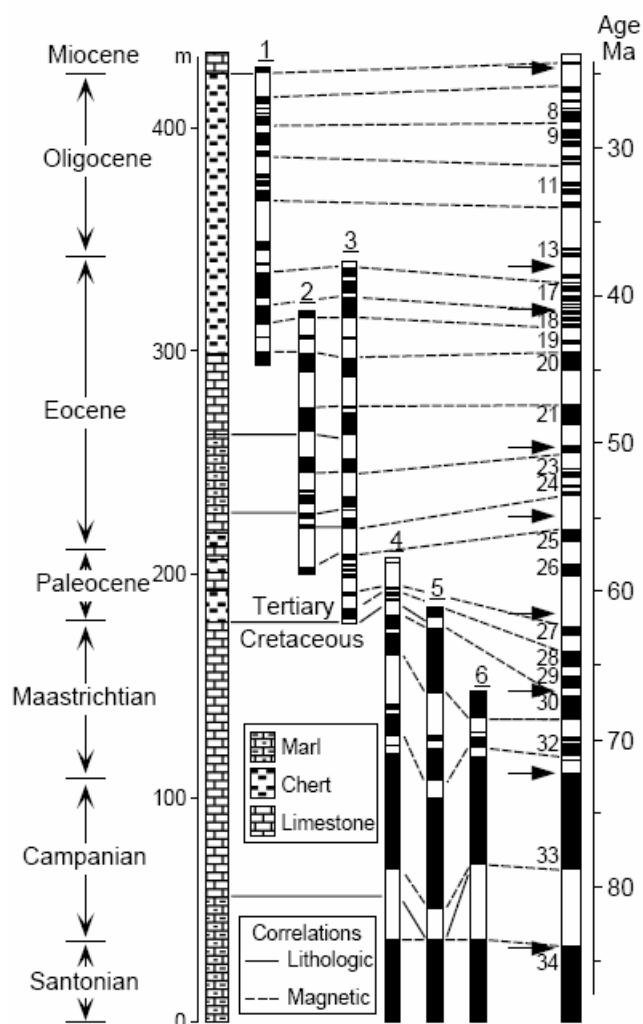


Рис. 9.8. Корреляции магнитостратиграфических разрезов поздней мел-кайнозой в Умбрийских Апеннинах с последовательностью морских магнитных аномалий. Возраст по фораминиферному зонированию показан слева. Доминирующая литология отмечена на стратиграфической колонке (в метрах); зоны полярности в отдельных колонках коррелированы друг с другом и с последовательностью морских магнитных аномалий, приведенной в виде колонки полярности справа (номера магнитных аномалий, и точки палеонтологической калибровки [показанные стрелками] нанесены слева от этой колонки); номера разрезов отмечены сверху над колонками следующим образом: 1. Графский карьер; 2. Графская дорога; 3. Графское шоссе; 4. Bottaccione; 5. Moria; 6. Furlo upper road. Из Lowrie and Alvarez (1981), с разрешения Геологического Общества Америки.

GPTS в позднем мелу – кайнозое

Результаты, полученные при изучении кернов *DSDP*, и магнитостратиграфические исследования могут обеспечить выполнение биостратиграфической калибровки временной шкалы геомагнитной полярности. Но как обстоят дела с калибровкой по абсолютному возрасту? Развитие геологических временных шкал включает сопоставление изотопно датированных горизонтов с биостратиграфическими зонами. Существует целый ряд разных геологических временных шкал, потому что оценка абсолютного возраста сложна. Процесс построения временной шкалы геомагнитной полярности обязательно требует выбора геологического масштаба времени. *GPTS* для *позднего мел-кайнозоя*, построенная как часть проекта для большего геологического масштаба времени (и строившаяся в рамках минимизации влияния вариаций скорости расширения морского дна), дается на рис. 9.9. Это – временная шкала Кокса (Cox, 1982).

Нужно сделать два замечания о временной шкале полярности в позднем мелу и кайнозое.

1. Хотя при построении временной шкалы полярности использовались разные подходы, различия между шкалами периодов, близких к современности, незначительны. По крайней мере, для кайнозоя мы можем считать, что абсолютные возрасты магнитных хронов полярности известны с точностью ± 2 млн. лет. Важно также понимать, что относительные возрасты внутри отдельных временных шкал полярности определены с намного более высокой точностью, чем абсолютные возрасты. Точность относительных определений возраста может приближаться к 10^4 лет.

2. Главная особенность временной шкалы геомагнитной полярности в мелу – меловой суперхрон нормальной полярности, в течение которого геомагнитное поле имело постоянную нормальную полярность. На временной шкале Кокса (Сох, 1982) этот интервал имеет абсолютную датировку возраста его нижней и верхней границ: 118 и 83 млн. лет; геомагнитное поле не изменяло полярность в течение ~35 млн. лет! МакФадн и Мерил (McFadden & Merrill, 1986) проводят интересное обсуждение суперхронов полярности, изменений в частоте инверсий и возможных связей с конвекцией в мантии.

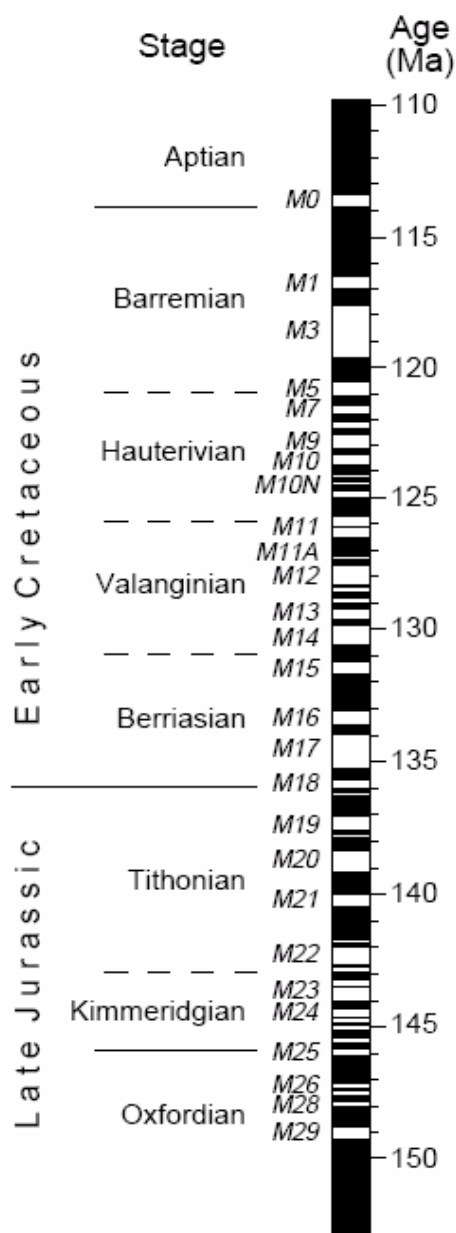


Рис. 9.10. Временная шкала геомагнитной полярности Лурье и Ога (Lowrie and Ogg, 1986) для поздней юры и раннего мела. Геологические подразделения времени нанесены слева от колонки полярности, а шкала абсолютного возраста дана справа от колонки; обозначения “М-аномалия” хронов обратной полярности даны курсивом слева от колонки полярности. Из Lowrie and Ogg (1986).

Поздний мезозой

Морские магнитные аномалии были также обнаружены и картированы и для океанской коры поздней юры и раннего мела. Это – “М-аномалии”, для которых символ “М” означает, что они мезозойские. Здесь тоже очевидные положительные магнитные аномалии пронумерованы. По причине про исшедших начиная с поздней юры крупномасштабных движений плит, положительные М-аномалии индуцируются ниже лежащей океанской корой, намагниченной в поле обратной (по сравнению с нынешней) полярности. Недавно построенная *GPTS* для поздней юры и раннего мела показана на рис. 9.10. Отметим, что помеченные хроны – это интервалы обратной полярности. На-

пример, хрон полярности M17 это – интервал обратной полярности в ранней части берриасового яруса раннего мела.

Как и в случае с геологическими временными шкалами, наше знание *GPTS* для поздней юры и раннего мела менее точно, чем для кайнозоя. Главным образом, данные из трех источников уточняют биостратиграфическую калибровку этой части временной шкалы полярности:

1. Анализ профилей морских магнитных аномалий и палеонтологическое датирование осадков в кернх *DSDP* и *ODP* обеспечил важную информацию о биостратиграфическом возрасте отдельных хронов полярности.
2. Магнитостратиграфическое изучение кернов *ODP*, полученных ударными трубками улучшенной системы, обеспечили критическую информацию о размещении хронов магнитной полярности по отношению к биостратиграфическим ярусам середины мезозоя.
3. Магнитостратиграфическое изучение “стратотипических разрезов” в Европе также обеспечило важные данные, ведущие к уточнениям во временной шкале геомагнитной полярности.

В дополнение к ненадежности биостратиграфической калибровки, абсолютная калибровка возраста позднеюрской-раннемеловой временной шкалы полярности тоже ненадежна. Абсолютные возрасты границ некоторых ярусов для середины мезозоя отличаются между различными геологическими временными шкалами на целых 10 млн. лет. Так что абсолютный возраст хронов полярности в этом геологическом временном интервале известен с точностью только ± 5 млн. лет. Но это – предмет активных исследований, и биостратиграфические калибровки и определения абсолютного возраста для позднеюрской-раннемеловой временной шкалы полярности должны быть значительно улучшены в ближайшее время.

Ранний мезозой, палеозой и докембрий

Самые древние значимые части океанской коры, сохраняющиеся в океанских бассейнах, имеют позднеюрский возраст. Так что для построения *GPTS* для более древних периодов необходимо выполнять палеомагнитные исследования стратиграфических разрезов, обнажающихся на поверхности твердой Земли. Соответственно, наше знание временной шкалы полярности для раннего мезозоя и более древнего времени намного менее совершенно, чем для позднего мезозоя и кайнозоя. Картина наших представлений о ней приведена на рис. 9.11.

Лучше всего зарегистрированная особенность временной шкалы полярности для палеозоя это – пермско-каменноугольный суперхрон обратной полярности, интервал (почти?) постоянной обратной полярности, длительностью до ~ 70 млн. лет, начинающийся в середине каменноугольного периода и охватывающий большую часть перми. Пермско-каменноугольный суперхрон обратной полярности также известен как *Kiaman* интервал. Перед этим интервалом, а также сразу после него имели место интервалы частых геомагнитных инверсий. Стратиграфическую корреляцию между далеко друг от друга расположенными палеозойскими разрезами, используя только биостратиграфию, часто трудно установить. Так что определение стратиграфических границ пермско-каменноугольного суперхрона обратной полярности использовалось для того, чтобы проводить межконтинентальные стратиграфические корреляции в позднем палеозое.

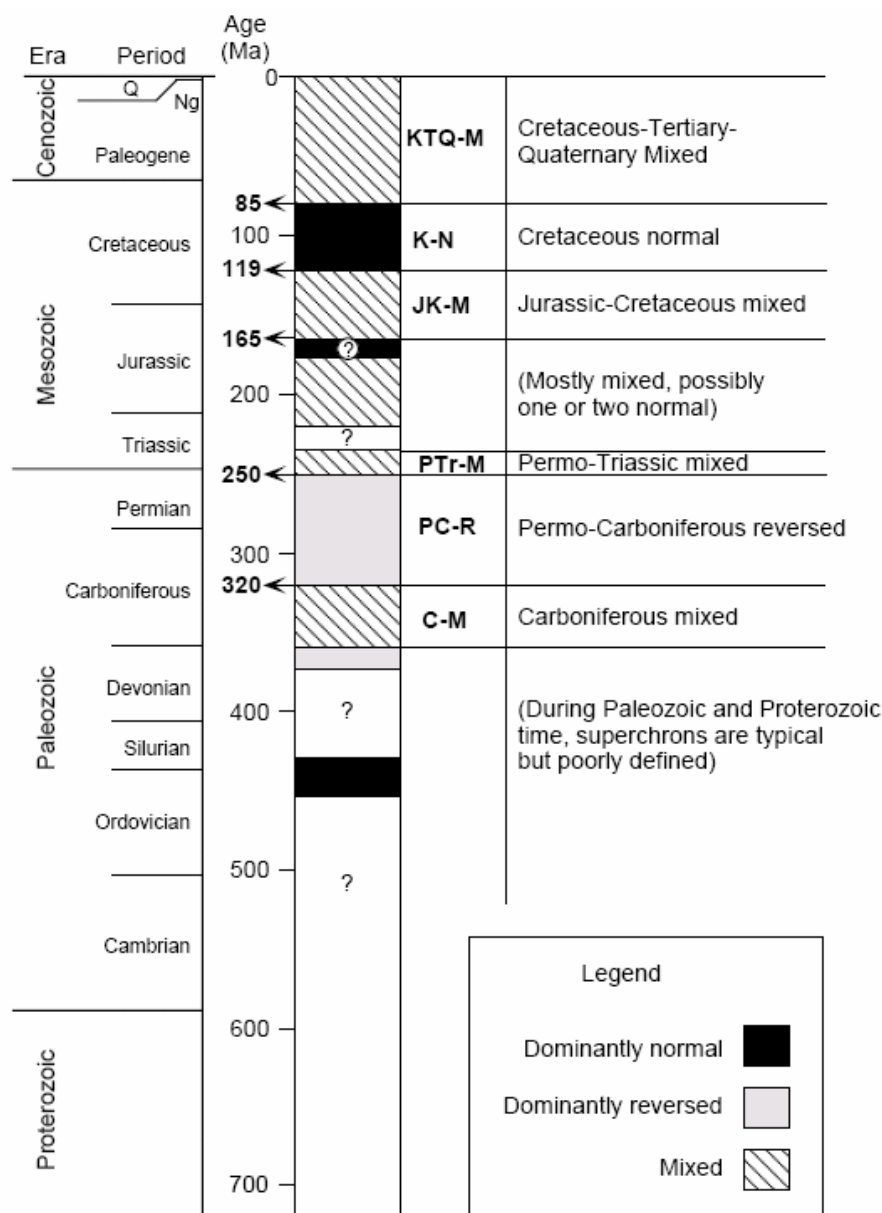


Рис. 9.11. Картина суперхронов полярности во время протерозоя и фанерозоя. Геологические периоды времени показаны слева от колонки "полярности"; Q = четвертичный период; Ng = неоген; абсолютный возраст нанесен слева от колонки с возрастными границами суперхронов полярности, приведенными жирным шрифтом; названия суперхронов полярности даны справа от колонки. Из Cox (1982).

Кроме суперхрона обратной полярности в девоне²² и суперхрона нормальной полярности, идущего от позднего ордовика через весь ранний силур, картина геомагнитной полярности в раннем палеозое и протерозое плохо известна. Проблема построения надежной временной шкалы полярности в этом временном интервале – одна из главных задач современного палеомагнетизма. Однако магнитная стратиграфия может все еще служить полезной техникой стратиграфической корреляции даже при том, что биостратиграфические датировки и определения абсолютного возраста находятся в рудиментарном состоянии (например, Киршвинк (Kirschvink), 1978).

²² Был ли такой интервал? Надо бы проверить по Algeo (1995)

СТРАТИГРАФИЯ НА ОСНОВЕ МАГНИТНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

Этот раздел начнем с обсуждения общих принципов магнитной стратиграфии. В заключительной части главы представлены примеры приложения стратиграфии на основе магнитной полярности к геохронологическим проблемам. Конкретно речь пойдет о некоторых неогеновых континентальных осадочных разрезах, но процедуры и принципы подходят для магнитостратиграфического изучения любых осадочных пород. Благодаря изучению этих примеров, мы сможем оценить стратегии, используемые в магнитостратиграфических исследованиях, их "мощь", а также и ограничения стратиграфии на основе магнитной полярности.

Некоторые общие положения

В большинстве исследований основная задача состоит в том, чтобы обеспечить оценку возраста для события (или ряда событий), отраженных в разрезе осадочных пород. Обычно ищется корреляция между наблюдаемой магнитной зональностью полярности в стратиграфическом разрезе и временной шкалой геомагнитной полярности. В сущности, цель состоит в том, чтобы определить картину зон полярности, которая однозначно характеризовала бы (как "отпечаток пальца") тот или иной конкретный интервал *GPTS*. Степень корреляции между наблюдаемой магнитной зональностью полярности и *GPTS* зависит от нескольких факторов, включая (1) качество палеомагнитных данных, обычно используемых при определении полярности для каждого выбранного стратиграфического горизонта, (2) степень стратиграфического покрытия в сайтах, по которым определяются зоны магнитной полярности и (3) уникальность соответствия между картиной зон магнитной полярности и последовательностью хронов магнитной полярности *GPTS*.

Однозначное определение полярности *ChRM* – главное экспериментальное требование для магнитной стратиграфии. Согласованность результатов определений полярности между стратиграфически смежными участками (сайтами) обычно позволяет построить надежную картину зон полярности. Но если большой процент сайтов содержит сложные намагниченности, ясность картины зон полярности уменьшается. Стратиграфически изолированные сайты нормальной полярности должны всегда восприниматься с некоторым сомнением: в их *NRM*, возможно, преобладает неудаленная компонента современной нормальной полярности.

Породы мелкозернистой литологии (аргиллиты, тонкозернистые алевроиты и аргиллиты) более предпочтительны. Эти тонкозернистые осадки приобретают *DRM* более эффективно, чем осадки более грубой литологии. Тонкозернистые осадочные слои также обычно имеют низкую магнитную проницаемость и менее восприимчивы к приобретению вторичной *CRM*. Отбор коллекций некоторых осадочных горных пород (иногда включая нелитифицированные литологии) часто требует сбора больших ориентированных образцов (блоков, штуфов).

Стратегии отбора коллекций должны обеспечивать возможность эффективного определения зон полярности. С одной стороны, отбор единственного образца из каждого из близко расположенных осадочных горизонтов может максимизировать стратиграфический охват с данным числом образцов. С другой стороны, дублирующие образцы для горизонта могут повысить надежность определений полярности. Для большинства исследований компромиссная стратегия отбора трех или четырех образцов из каждого палеомагнитного сайта является удовлетворительной. Это – минимальное число образцов, требуемых для применения статистического анализа (обычно – статистика Фишера). Часто оценка качества определений среднесайтовых средних направлений поля развита на основе именно нескольких образцов на сайт (см. соответствующее обсуждение ниже).

Выбор стратиграфического расстояния между палеомагнитными сайтами зависит от среды осаднения и возраста разреза. Для континентальных осадочных пород в речной окружающей среде, скорости накопления осадочной породы обычно составляют 10 – 100 м/млн. лет (Sadler, 1981). При частоте геомагнитных инверсий ~ 4 инверсии/млн. лет во время неогена, типичная зона полярности, как ожидается, будет иметь мощность ~ 10 м. Так что стратиграфическое расстояние между сайтами в 3 м, в общем случае, позволяет уловить картину чередования зон полярности. В морских условиях скорость осадконакопления обычно < 10 м/млн. лет, и рекомендуется, чтобы стратиграфический интервал между сайтами не превышал 0,5 м, что должно обеспечить решение проблемы выделения зон полярности.

Однозначность корреляции между наблюдаемым зонированием полярности и *GPTS* зависит от числа и конкретного вида зон полярности. Полезная аналогия здесь – идентификация подозреваемых в преступлении по отпечаткам пальцев. Полный отпечаток пальца, вероятно, будет принят в суде как доказательство, но четверть отпечатка редко сможет обеспечить убедительное свидетельство. В примерах, представленных ниже, мы увидим, что 10 – 20 зон полярности в стратиграфическом разрезе обычно создают картину, которая может быть недвусмысленно коррелирована с *GPTS*. Меньшее число зон может оказаться достаточным только тогда, когда имеется соответствующий независимый контроль возраста.

При частоте инверсий в неогене ~ 4 /млн. лет для того, чтобы обеспечить эффективную корреляцию к *GPTS*, промежуток времени, представленный в стратиграфическом разрезе, должен быть ≥ 2 млн. лет. При типичных скоростях накопления осадка требуются в общем случае мощности ≥ 100 м для континентальных осадочных разрезов, но при изучении морских разрезов может оказаться достаточно даже нескольких метров толщины (например, рис. 9.3). При более низкой частоте инверсий в позднем мелу и палеогене для убедительной корреляции с *GPTS* обычно необходимы уже мощности ≥ 500 м для континентальных осадочных разрезов и ≥ 100 м – для морских разрезов. (Обратим внимание, что разрез Губбио на рис. 9.6 и 9.7 имеет мощность > 150 м.)

Для оценки корреляции между картиной зон магнитной полярности и *GPTS* использовались математические методы взаимной корреляции. Однако корреляции часто становятся убедительными при учете независимых оценок возраста, которые трудно охарактеризовать количественно. Например, окаменелости на конкретном стратиграфическом уровне могут иметь возраст позднего миоцена. При оценке альтернативных корреляций разумны только те, которые помещают уровень с соответствующей окаменелостью в позднемiocеновую часть *GPTS*. Изотопные определения возраста также могут обеспечить точки привязки, облегчающие корреляцию. В конце концов, картина соответствия между наблюдаемой картиной зон полярности и *GPTS* плюс независимые оценки (ограничения) возраста делают корреляцию или убедительной, или сомнительной.

Важность этих общих принципов осознается лишь путем рассмотрения ряда конкретных примеров. Разбирая в последующем конкретные случаи, будем держать общие принципы в памяти, ставя следующие вопросы:

1. Надежно ли палеомагнитные данные определяют полярность *ChRM* на каждом сайте?
2. Достаточен ли стратиграфический охват, чтобы очертить картину зон полярности?
3. Насколько убедительно полученная картина зон магнитной полярности коррелирует с *GPTS*, если учитывать и независимые оценки (ограничения) возраста?

Плиоцен-плейстоценовая формация Святого Давида (St. David Formation)

Наш первый пример – приложение магнитной стратиграфии к геохронологической калибровке стадий развития наземных млекопитающих в Северной Америке. Кайнозойская биостратиграфия континентальных осадков базируется на эволюции млекопитающих, тогда как биостратиграфия в морской системе основана на эволюции беспозвоночных. Корреляция между этими биостратиграфическими системами зависит от их стратиграфической взаимосогласованности, наличия тех или иных изотопных определений возраста и от магнитной стратиграфии. Джонсон и др. (Johnson et al., 1975) сделали важный шаг в геохронологической калибровке стадий развития наземных млекопитающих в неогене Северной Америки посредством магнитостратиграфического изучения континентальных осадков в юго-восточной Аризоне. Их пионерский вклад повлек за собой множество подобных приложений магнитной стратиграфии к геохронологическим проблемам, встающим для континентальных осадочных разрезов.

Долина Сан Педро в юго-восточной Аризоне находится в физиогеографической провинции Бассейнов и Хребтов, которая испытала коровое расширение в течение позднего кайнозоя. В миоцен-плейстоценовых осадках формации Св. Давида, заполняющих долину, преобладают озерные и речные континентальные осадки. Окаменелости млекопитающих включают Benson фауну, принадлежащую Blancan возрасту наземных млекопитающих, и Curtis Ranch фауну, принадлежащую более молодому, Irvingtonian, возрасту наземных млекопитающих. Главная цель магнитостратиграфического исследования состояла в том, чтобы провести детальную корреляцию между этими плиоцен-плейстоценовыми возрастами наземных млекопитающих и морскими биоценами, посредством определения положения Blancan и Irvingtonian возрастов наземных млекопитающих внутри *GPTS*.

Главным стратиграфическим разрезом, для которого было выполнено магнитное зонирование, был разрез Кёртис Ранчо (Curtis Ranch) мощностью 150 м (рис. 9.12). Три штуфа были отобраны на каждом из 81 палеомагнитных уровней (сайтов), разделенных средним стратиграфическим шагом в 3,3 м. Термомагнитный анализ магнитной фракции в сильном магнитном поле показал, что магнетит и титаномагнетит – доминирующие ферромагнитные минералы. Оказалось, что самую стабильную *NRM* с *ChRM*, интерпретируемой как ориентационная, содержали аргиллиты. Размагничивание переменным магнитным полем в полях от 100 до 150 Э (10 – 15 мТл) успешно удалило вторичную *VRM*, выделив *ChRM*, которая имела среднюю величину 1×10^{-5} Гс (1×10^{-2} А/м). Средние направления для сайтов нормальной и обратной полярности успешно прошли тест инверсий, увеличив доверие к определениям полярности.

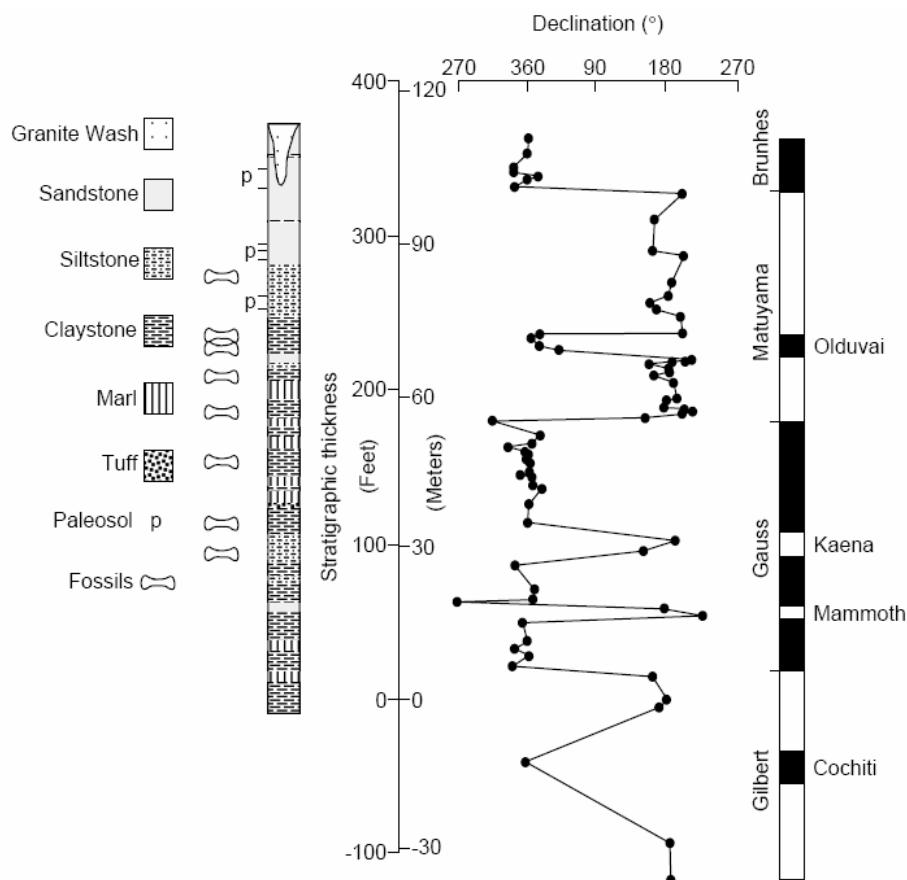


Рис. 9.12. Среднесайтовое наклонение $ChRM$ как функция стратиграфического положения в Кёртис Ранчо, долина Сан Педро, Аризона (Curtis Ranch, San Pedro Valley, Arizona). Интерпретированная колонка полярности и корреляция с *GPTS* показаны справа. Из Johnson et al. (1975), с разрешения Геологического общества Америки.

Как видно из рис. 9.12, 12 зон полярности были определены внутри разреза Кёртис Ранчо. Важная привязка возраста была обеспечена *K-Ar*-датой $2,5 \pm 0,4$ млн. лет для вулканической золы внутри зоны обратной полярности, отвечающей стратиграфическому уровню 60 – 70 м. Эта обратная зона, таким образом, наилучшим образом скоррелирована с ранней частью эпохи Матуяма, которая имеет абсолютные возрастные пределы 2,43 млн. лет и 1,86 млн. лет на *GPTS*, используемой Джонсоном (Johnson et al. 1975). С учетом этой корреляции картина зон полярности в разрезе Curtis Ranch убедительно коррелирует с *GPTS* для интервала от поздней части эпохи Гильберта до эпохи Брунес. (Отметим, что корреляция, показанная на рис. 9.12 подразумевает, что двойной ивент Реюньон и ивент Харамильо не были обнаружены в разрезе Кёртис Ранчо. Мы возвратимся к этому вопросу ниже.)

На рис. 9.13 палеонтологические уровни внутри формации Св. Давида показаны в пределах соответствующих зон магнитной полярности, которые были скоррелированы с *GPTS*. Абсолютная калибровка возраста *GPTS*, таким образом, может быть использована, чтобы обеспечить абсолютные оценки возраста для фаунистических уровней в этом континентальном осадочном разрезе, в котором присутствовало лишь немного непосредственно датированного материала. Первое появление характеристического Irvingtonian наземного млекопитающего (кролика) дается находкой зайца, а местная граница между Blancan и Irvingtonian возрастами по наземным млекопитающим проходит как раз перед ивентом Олдувай. Эта геохронологическая калибровка помещает *Blancan/Irvingtonian* границу очень близко к морской границе плиоцен/плейстоцен (Berggren et al., 1985). Джонсон и др. (1975), таким образом, выполнили детальную кор-

реляцию между возрастами позднекайнозойских наземных млекопитающих и морскими биозонами, которое их и интересовало.

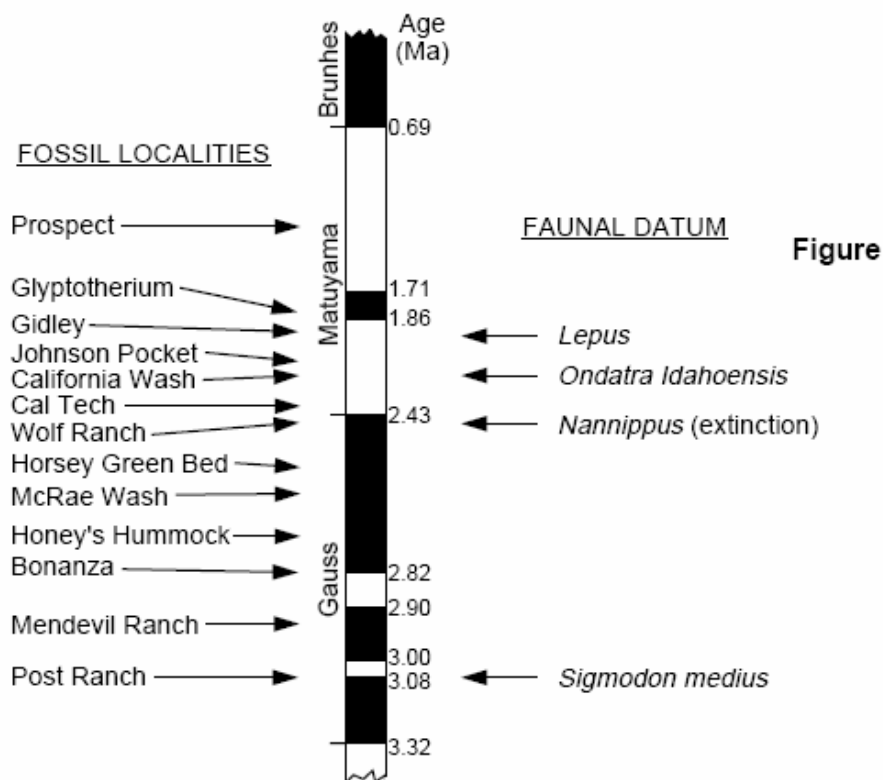


Рис. 9.13. Появление характеристических элементов окаменелостей млекопитающих в долине Сан Педро относительно *GPTS*. Абсолютные возрасты интервалов полярности обозначены на правой стороне колонки полярности. Из Johnson et al. (1975) с разрешения Геологического Общества Америки.

Как иллюстрируется отсутствием в Кёртис Ранчо зон полярности, соответствующих ивентам Харамильо и Реюньон (рис. 9.12), в стратиграфии полярности часто оказываются пропущены зоны, соответствующие интервалам короткой продолжительности. Иногда, как в разрезе Кёртис Ранчо, стратиграфический интервал между сайтами (уровнями отбора) не дает возможности обнаружить интервалы полярности короткой продолжительности (Johnson and McGee, 1983). Возможно также, что перерыв в накоплении осадочной породы произошел как раз во время интервала полярности короткой продолжительности. Неоднородность накопления осадочной породы имеет большое значение для магнитной стратиграфии и может быть оценена количественно при допущении стратиграфической полноты. Для обсуждения стратиграфической полноты и магнитной стратиграфии см. Мэй и др. (May et al., 1985) и Бэджли и др. (Badgley et al., 1986).

Осадочные породы группы Сивалик (Siwalik)

Группа Сивалик северо-запада Индии и Пакистана это – разрез неогеновых континентальных осадочных пород, «наползших» с Гималаев на индийский субконтинент в ходе его столкновения с южной Азией. Поскольку этот разрез является богатым источником окаменелостей миоценовых млекопитающих, детальная корреляция между окаменелостями внутри сиваликских осадков и геохронологической калибровкой осадочного разреза важна для расшифровки развития азиатских млекопитающих, включая происхождение приматов.

Наш следующий магнитостратиграфический пример – часть большой работы с целью выполнить геохронологическую калибровку сиваликских осадков. Джонсон и др. (Johnson et al., 1985) исследовали магнитную стратиграфию осадочных пород, выходящих на поверхность около деревни Chinji, Пакистан. В этом месте сиваликский разрез перекрывает эоценовые морские известняки. В стратиграфическом порядке, формации гомоклинального разреза состоят из: (1) чередующиеся песчаники и аргил-

литы формации Kamlial (в некоторых местах называемые Murree-формацией), (2) зеленовато-серые песчаники и коричнево-красные аргиллиты Chinji-формации, (3) имеющие сложную историю (multistoried) зелено-серые песчаники Nagri-формации и (4) коричневые илы Dhok Pathan-формации. Этот стратиграфический разрез выходит на поверхность в двух основных системах стока: нижняя часть разреза в Chita Parwala Kas и верхняя часть разреза – в Gabhir Kas.

Хотя диапазон цвета пород – от серого до красного, сиваликские осадочные породы являются “красноцветами” в том смысле, что носителем *NRM* в них является гематит. Токс и др. (Tauche et al., 1980) выполнили детальные исследования магнетизма этих пород, чтобы определить происхождение компонент их *NRM*. На основании свойств *NRM* породы пришлось разделить по литологии на две обширных группы: “сероцветы” и “красноцветы”. Температурное размагничивание показало, что серые осадочные породы (сероцветы) имеют компоненту *NRM* с низкими блокирующими температурами (T_B) вплоть до $\sim 400^\circ\text{C}$ и *ChRM*-компоненту с T_B вплоть до 675°C . Носителем обеих компонент является зеркальный гематит, а компонента с низкими T_B , очевидно, – *VRM*. Красные осадки имеют две *NRM*-компоненты в дополнение к *VRM* с низкими T_B . Векторные диаграммы температурного размагничивания показали, что траектория конца векторов часто указывает на тенденцию к обращению в интервале между 525° и 600°C , предвещающему завершение траектории в начале координат при 680°C . Это указывало на размагничивание компоненты *NRM*, направленной антипараллельно к *ChRM*. Токс и др. (Tauche et al., 1980) проанализировали коэрцитивные спектры (Глава 4) для исходных образцов и для образцов, протравленных кислотой, чтобы удалить красный пигмент. Они показали, что пигмент имеет T_B в диапазоне $525 - 600^\circ\text{C}$, и что компоненту *ChRM* несет зеркальный гематит. *NRM* компонента, направленная антипараллельно *ChRM* (и с T_B от 525° до 600°C), в итоге, была интерпретирована как *CRM*, несомая красным пигментом. Формирование этой компоненты *NRM* должно быть отнесено ко времени позже формирования *ChRM*, по крайней мере, на одну инверсию.

Внутри сиваликского разреза был обнаружен слой конгломератов. Оказалось, что носителем компоненты *ChRM* крупных галек (булыжников) осадочной породы является зеркальный гематит, и она прошла тест конгломератов. Токс и др. (1980), таким образом, показали, что *ChRM*, очевидно, была приобретена или как *DRM* или как рано сформированная *CRM*. Эти важные исследования магнетизма пород демонстрируют, что направления *ChRM*, полученные в результате температурного размагничивания нагревом до 600°C , могут использоваться для надежного определения последовательности полярности во время образования сиваликских осадков.

Джонсон и др. (1985) отобрали по три образца (block samples) со 159 палеомагнитных сайтов, распределенных в двух стратиграфических разрезах и подвергли все образцы температурному размагничиванию до 600°C . Средние по сайтам результаты были разбиты на два класса, соответственно с внутрисайтовой группировкой направлений *ChRM*. Сайты с группировкой направлений *ChRM*, существенно отличающейся от случайной (5%-ый уровень значимости), были выделены в «класс А». Сайты с группировкой направлений *ChRM*, которая несущественно отличалась от случайной, но в которых полярность *ChRM* для двух образцов совпадала, были отнесены к “классу В”. В стратиграфических разрезах возле Chinji Village оказалось 99 сайтов из класса А, 37 сайтов из класса В и 23 сайта, которые дали неоднозначные результаты и потому были отброшены. Средние для класса А – из групп нормальный и обратной полярностей, – прошли тест инверсий.

Картины магнитной стратиграфии (полярности), установленные для Chita Parwala Kas и Gabhir Kas, приведены на рис. 9.14. Среднесайтовые широты *VGP* весьма четко определяют зоны полярности. Два слоя песчаника были прослежены между разрезами, это отмечено путем “соединения” обоих литостратиграфических разрезов на рис. 9.14. Литологическая корреляция подтверждена магнитным зонированием; зоны

нормальной полярности № 7 и № 8 найдены в обоих разрезах. Магнитные зонирования этих двух разрезов были объединены в полный магнитостратиграфический разрез сиваликских осадков в этом регионе.

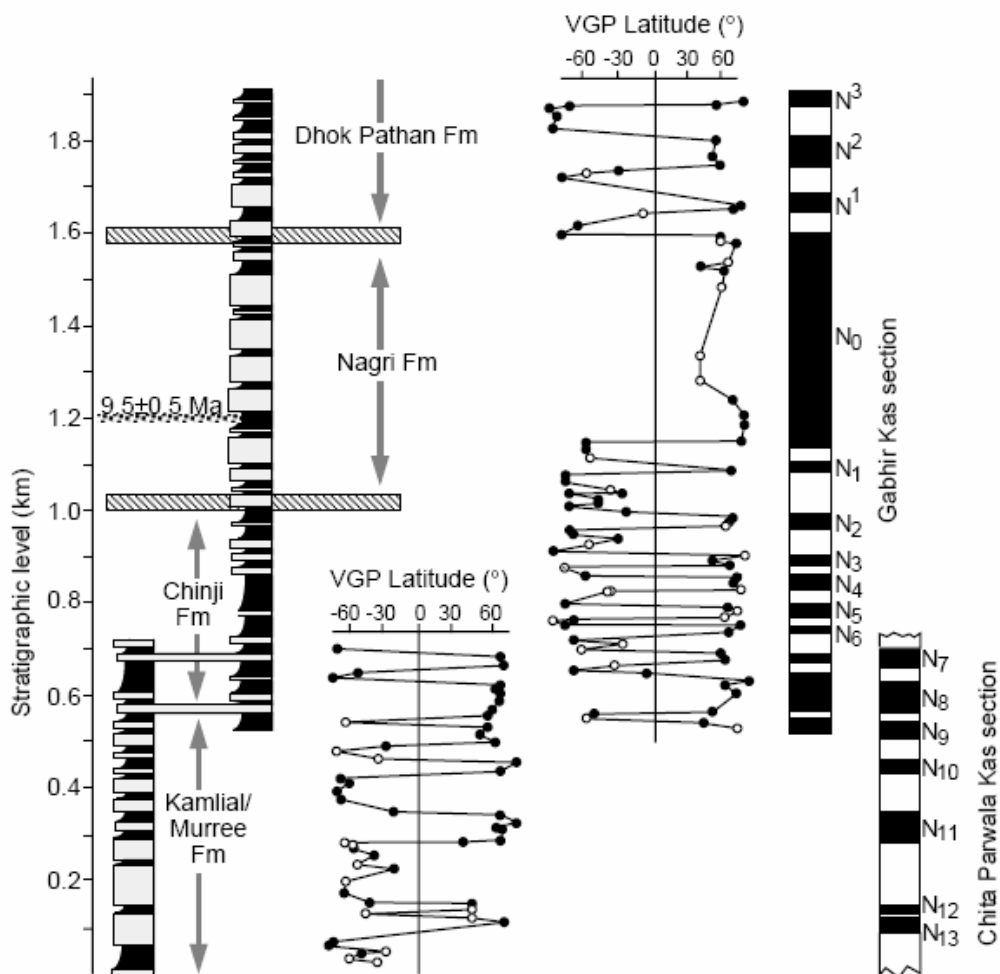


Рис. 9.14. Стратиграфическая корреляция и стратиграфия полярности для разрезов Chita Parwala и Gabhir Kas. Прочные песчаники показаны заштрихованными полосками в стратиграфическом разрезе; мелкозернистые литологии показаны черным; трассирующие слои песчаника соединены между литостратиграфическими разрезами; VGP-широты для сайтов класса А показаны сплошными кружками; VGP-широты для сайтов класса В показаны открытыми кружками; предлагаемое магнитное зонирование показано справа. Из Johnson et al. (1985) с разрешения Journal of Geology. Copyright© 1985 Чикагского Университета.

Полная картина магнитного зонирования и его корреляция с *GPTS* показаны на рис. 9.15. Датировка в $9,5 \pm 0,5$ млн. лет, полученная методом треков распада (fission-track) для пеплового осадка внутри формации Nagri, позволяет надежно скоррелировать мощную зону нормальной полярности, содержащую пепел, с хроном 5 из *GPTS*. Кроме того, картина полярности и преобладание обратной полярности в нижней части разреза хорошо коррелируют с картиной полярности хронов 5Br – 5Cr. Учитывая привязку возраста, обеспеченную датированием методом треков, и общее соответствие картины зон полярности зонам *GPTS* в интервале 18 – 8 млн. лет, корреляция на рис. 9.15 вполне убедительна. На основе этого магнитостратиграфического анализа Джонсон и др. (Johnson et al., 1985) оценили абсолютные возрасты границ формаций и характеристических окаменелостей для этих сиваликских осадков. Возрасты границ Kamliail/Chinji, Chinji/Nagri и Nagri/Dhok Pathan оценены в 14,3 млн. лет, 9,8 млн. лет и 8,5 млн. лет соответственно.

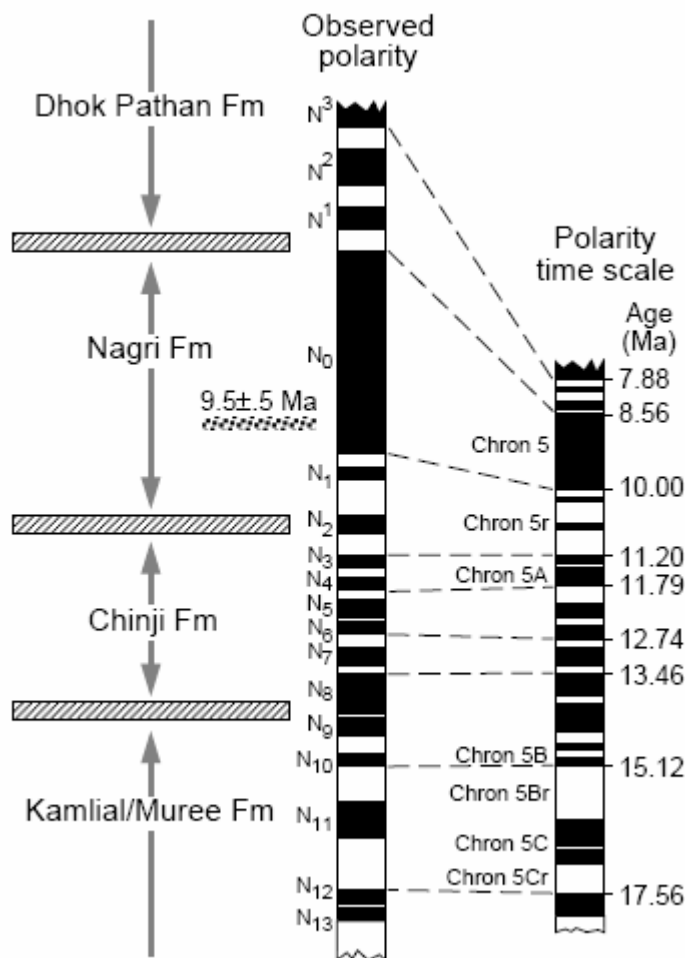


Рис. 9.15. Корреляция зон магнитной полярности сиваликских осадков вблизи Chinji Village (Пакистан) с картиной Mankinen and Dalrymple (1979); система нумерации "хронов" – согласно Cox (1982). Из Johnson et al. (1985), с разрешения Journal of Geology. Copyright© 1985 Чикагского Университета.

Интересное дополнительное наблюдение показано на рис. 9.16. Возраст, полученный из магнитной стратиграфии и посредством датирования по трекам распада, построен в зависимости от соответствующих стратиграфических уровней. Наклон этого графика указывает скорость накопления осадка. Для нижней части разреза разумно принять постоянную скорость накопления осадка в $0,12 \text{ м/1000 лет}$. Но верхняя часть разреза с возрастом $<11 \text{ млн. лет}$ имеет более высокую скорость в $0,30 \text{ м/1000 лет}$. Это изменение скорости накопления осадка также коррелирует с отмеченным увеличением числа метаморфических обломков (особенно сине-зеленых амфиболов²³). Тектоническая интерпретация состоит в том, что скорость накопления осадка возросла $\sim 11 \text{ млн. лет}$ назад из-за обрушения метаморфических пород в регионе-источнике осаждаемого материала. Действительно, начиная с 10 млн. лет назад, для региона вероятного источника, Nanga Parbat-Hunza района Гималаев, был зарегистрирован подъем на 10 км .

²³ Роговая обманка

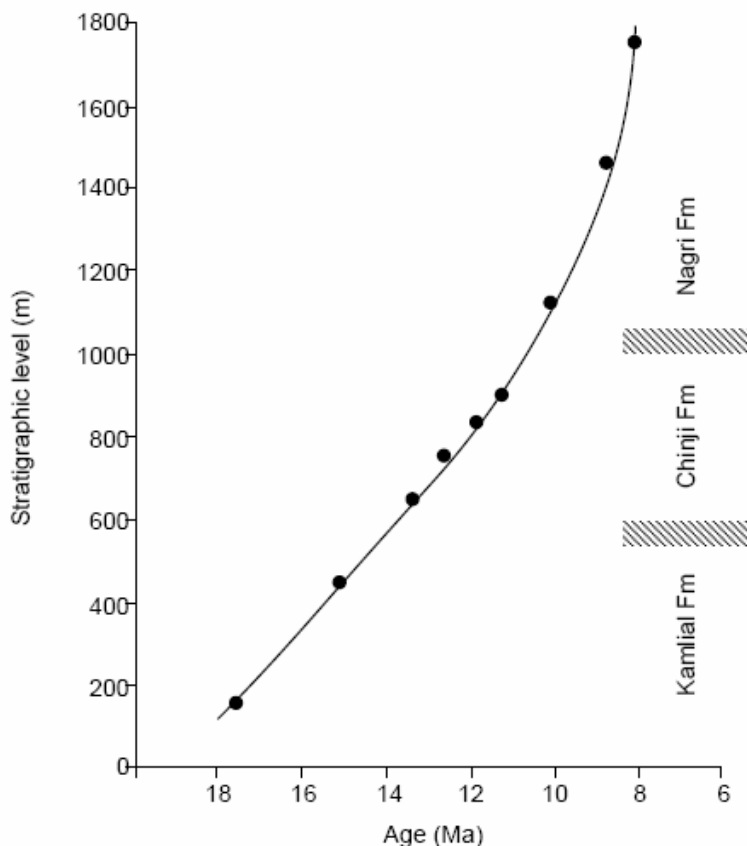


Рис. 9.16. История накопления осадочных пород Siwalik около Chinji Village. Точками обозначены границы между идентифицированными магнитными хронами полярности; наклон кривой — скорость накопления осадочной породы. Из Johnson et al. (1985), с разрешения Журнала Геологии. Copyright© 1985 Чикагского Университета.

Тектонические и седиментологические приложения магнитостратиграфической работы Джонсона и др. (1985) лучше всего обобщены в ее заключительном параграфе.

В долговременном плане сиваликский разрез в Chinji Village-регионе представляет собой лишь одну частную стадию в динамической системе формирования очертаний суши, образования осадочных пород и тектонических процессов. В ходе своего дрейфа на север индийская плита действовала подобно ленте конвейера, принося непрерывный ряд седиментационных "сайтов", включая, в частности, регион Chinji Village. В течение движения на север участок Chinji Village был постепенно преобразован из карстовой группы пластов (террейна²⁴) в седиментационный террейн, и, в конце концов — в надвиговый пояс и террейн-источник. Наши хронологические данные по региону Chinji Village предполагают, что цикл жизни для каждого седиментационного "сайта" охватывает приблизительно 20 млн. лет.

Седиментология Сивалика

Заключительный пример приложения магнитной стратиграфии — седиментологическое изучение Бехренсмейером и Токс (Behrensmeyer and Tauxe, 1982) осадочных пород группы Сивалик из Dhok Pathan, Пакистан. В этом регионе, показанном на рис. 9.17, формация Nagri характеризуется обширными латеральными пластами песчаника, в то время как формация Dhok Pathan состоит из алевроитов и аргиллитов. В грубом масштабе формация Dhok Pathan перекрывает формацию Nagri. Но используя границу некоей конкретной зоны магнитной полярности как изохронный маркер, Беренсмейер и

²⁴ Группа пластов, автохтонный массив

Токс показали, что формационная граница – взаимопересечение (interfingering) двух речных систем.

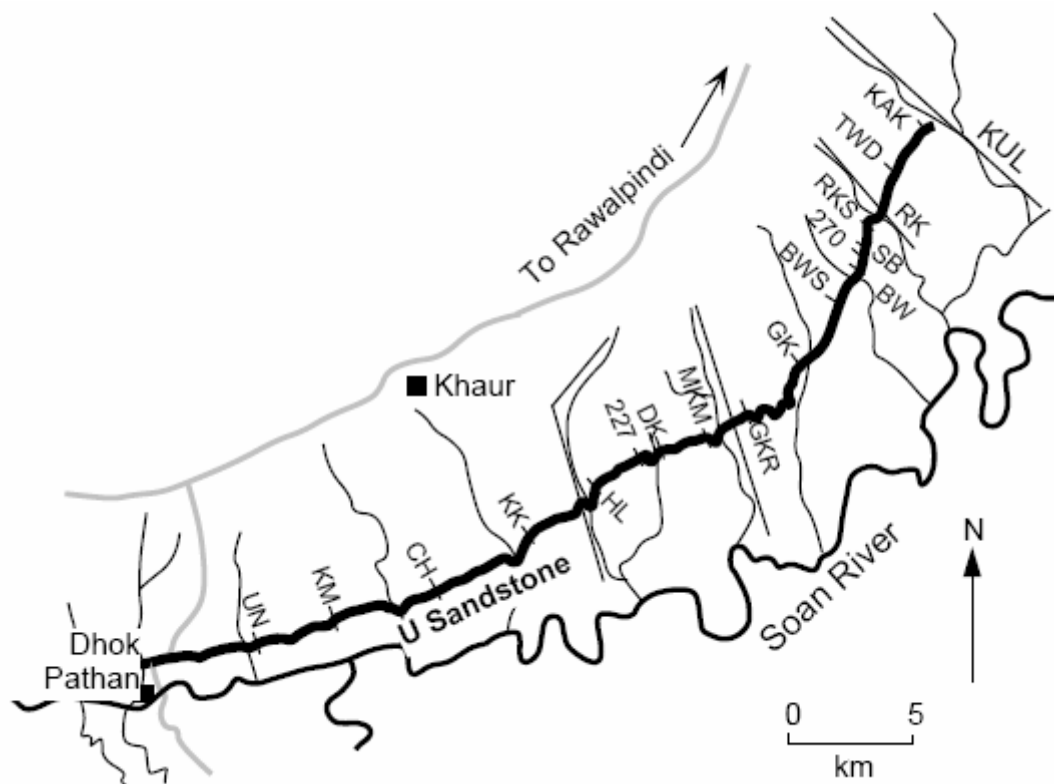


Рис. 9.17. Стратиграфический разрез середины сиваликских осадков возле Khaur, Пакистан. Самая жирная черная линия показывает обнажение U Песчаника (U Sandstone); линия средней жирности показывает русло реки Soan (Soan River); тонкие извилистые черные линии показывают каньоны, режущие осадок поперек простирания; штриховые линии указывают дороги; инициалы маркируют стратиграфические сечения, обозначенные прямыми черными линиями и показанные на рис. 9.18; регион расположен внутри плато Potwar. Из Behrensmeyer and Tauxe (1982).

В предыдущих исследованиях магнитной полярности Токс и Опдайк (Tauxe and Opdyke, 1982) «обеспечили» корреляцию картины магнитных зон полярности для Nagri и Dhok Pathan формаций в этом регионе с *GPTS*. Палеомагнитные данные были подобны тем, о которых сообщают Джонсон (Johnson) и др. (1985), и подобное же обозначение "класс" было использовано для надежности определений полярности. Корреляция подтвердила абсолютную оценку возраста в 8,1 млн. лет для границы между зоной нормальной полярности *DN4* и вышележащей обратной зоной *DR4*. Превосходные обнажения середины группы Siwalik к северу от Soan River позволили осуществить палеомагнитный отбор 40-метрового стратиграфического интервала, охватывающего границу *DN4-DR4* в разрезах, расположенных друг от друга на расстоянии всего 40 км (рис. 9.17). Верх непрерывного пласта песчаника (U Песчаник) использовался как стратиграфический репер для корреляции между разрезами.

Поперечное сечение в направлении юго-запад – северо-восток для главных литологий и результаты палеомагнитных определений показаны на рис. 9.18. Со средней скоростью накопления осадка 0,52 м/1000 лет и седиментологическими свидетельствами того, что граница не отмечена перерывом осадконакопления, граница *DN4-DR4* может быть принята за изохронный горизонт. Эта "карта" поперечного сечения "линии времени" *DN4-DR4* обеспечивает магнитостратиграфическое доказательство основной

концепции в стратиграфии и седиментологии: взаимопроникновение (intertonguing) двух геологических формаций и сложная временная (time-transgressive) природа контакта между формациями.

В этом специфическом случае, взаимопроникновение Nagri и Dhok Pathan формаций есть результат сложной развилки (interfingering) между двумя одновременными речными системами. На юго-западе, доминирующий осаждавшийся материал представлял собой широко распространенные сине-серые песчаники, характеристические для формации Nagri. К северо-востоку доминирующая система состояла из ила и глины со случайными узкими линзами желтовато-коричневого песчаника. Используя изохрон *DN4-DR4*, Behrensmeyer и Tauxe (1982) развили модель тектонического и гидрологического влияний на взаимопересечение (interfingering) двух седиментационных систем.

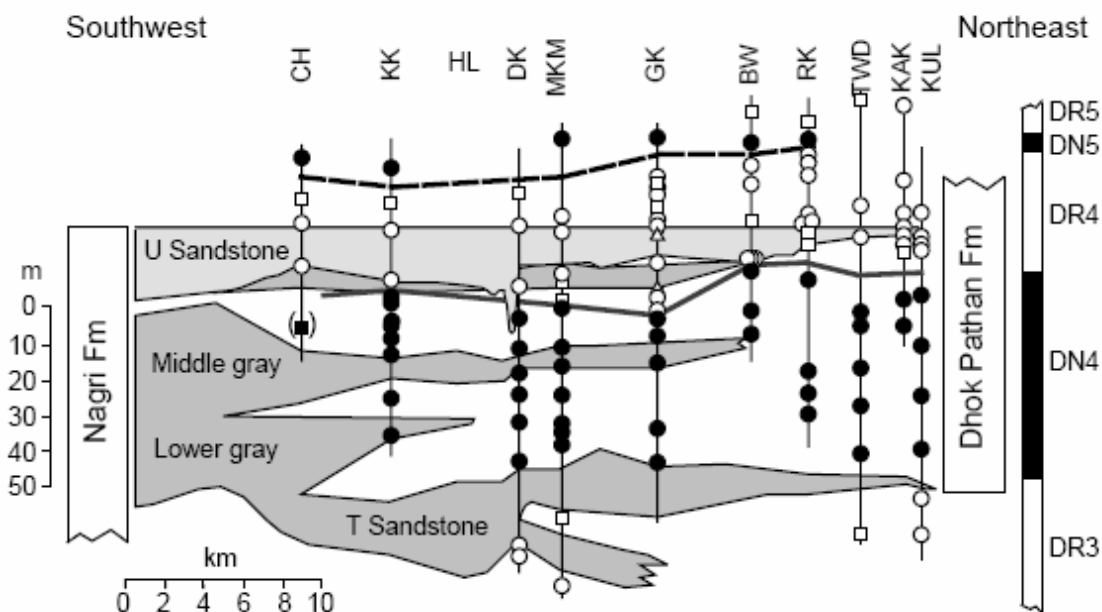


Рис. 9.18. Магнитостратиграфическая корреляция границы полярностей *DN4-DR4* вдоль простирания У Песчаника. Слоистые песчаники на юго-западной стороне поперечного сечения относятся к формации Nagri, в то время как илы и глины (показанные белым) характерны для формации Dhok Pathan к северо-западу; верхняя граница У Песчаника используется как горизонтальный репер; кружками обозначены палеомагнитные сайты класса А; квадратиками нанесены сайты класса В; треугольники указывают сайты класса С (внутрисайтовая сходимость *ChRM* отличается от случайной после размагничивания переменным полем); черным показана нормальная полярность; белым – обратная полярность; жирная штриховая линия указывает положение границы полярностей *DN4-DR4*. Из Behrensmeyer and Tauxe (1982).

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

- L. W. Alvarez, W. Alvarez, F. Asaro, and H. V. Michel, Extraterrestrial cause for the Cretaceous–Tertiary extinction, *Science*, v. 208, 1095–1108, 1980.
- C. Badgley, L. Tauxe, and F. L. Bookstein, Estimating the error of age interpolation in sedimentary rocks, *Nature*, v. 319, 139–141, 1986.
- A. K. Behrensmeyer and L. Tauxe, Isochronous fluvial systems in Miocene deposits of northern Pakistan, *Sedimentology*, v. 29, 331–352, 1982.
- W. A. Berggren, D. V. Kent, J. J. Flynn, and J. A. Van Couvering, Cenozoic geochronology, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 96, 1407–1418, 1985.

- A. Cox, *Plate Tectonics and Geomagnetic Reversals*, W. H. Freeman and Co., San Francisco, 702 pp., 1973.
- A. Cox, *Magnetostratigraphic time scale*, In: *A Geologic Time Scale*, ed. W. B. Harland et al., Cambridge University Press, Cambridge, England, pp. 63–84, 1982.
- A. Cox, R. R. Doell, and G. B. Dalrymple, *Geomagnetic polarity epochs and Pleistocene geochronometry*, *Nature*, v. 198, 1049–1051, 1963.
- A. Cox, R. R. Doell, and G. B. Dalrymple, *Geomagnetic polarity epochs*, *Science*, v. 143, 351–352, 1964.
- A. Cox, R. R. Doell, and G. B. Dalrymple, *Radiometric time-scale for geomagnetic reversals*, *Quart. J. Geol. Soc.*, v. 124, 53–66, 1968.
- K. M. Creer, P. Tucholka, and C. E. Barton, *Geomagnetism of Baked Clays and Recent Sediments*, Elsevier, Amsterdam, 324 pp., 1983.
- R. R. Doell and G. B. Dalrymple, *Geomagnetic polarity epochs: A new polarity event and the age of the Brunhes–Matuyama boundary*, *Science*, v. 152, 1060–1061, 1966.
- W. Glen, *The Road to Jaramillo*, Stanford University Press, Stanford, Calif., 459 pp., 1982.
- E. A. Hailwood, *Magnetostratigraphy*, Special Report No. 19, The Geological Society, Blackwell Scientific Publications, Oxford, England, 84 pp., 1989.
- J. R. Heirtzler, G. O. Dickson, E. M. Herron, W. C. Pitman, III, and X. Le Pichon, *Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals, and motions of the ocean floor and continents*, *J. Geophys. Res.*, v. 73, 2119–2136, 1968.
- N. M. Johnson and V. E. McGee, *Magnetic polarity stratigraphy: Stochastic properties of data, sampling problems, and the evaluation of interpretations*, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 1213–1221, 1983.
- N. M. Johnson, N. D. Opdyke, and E. H. Lindsay, *Magnetic polarity stratigraphy of Pliocene–Pleistocene terrestrial deposits and vertebrate faunas, San Pedro Valley, Arizona*, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 86, 5–12, 1975.
- N. M. Johnson, J. Stix, L. Tauxe, P. F. Cervený, and R. A. K. Tahirkheli, *Paleomagnetic chronology, fluvial processes, and tectonic implications of the Siwalik deposits near Chinji Village, Pakistan*, *J. Geol.*, v. 93, 27–40, 1985.
- J. L. Kirschvink, *The Precambrian–Cambrian boundary problem: Magnetostratigraphy of the Amadeus Basin, Central Australia*, *Geol. Mag.*, v. 115, 139–150, 1978.
- J. L. La Brecque, D. V. Kent, and S. C. Cande, *Revised magnetic polarity time scale for Late Cretaceous and Cenozoic time*, *Geology*, v. 5, 330–335, 1977.
- W. Lowrie, *Magnetic polarity time scales and reversal frequency*, In: *Geomagnetism and Paleomagnetism*, ed. F. J. Lowes, D. W. Collinson, J. H. Parry, S. K. Runcorn, D. C. Tozer, and A. Soward, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Netherlands, pp. 155–183, 1989.
- W. Lowrie and W. Alvarez, *Upper Cretaceous–Paleocene magnetic stratigraphy at Gubbio, Italy, III. Upper Cretaceous magnetic stratigraphy*, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 88, 374–377, 1977.
- W. Lowrie and W. Alvarez, *One hundred million years of geomagnetic polarity history*, *Geology*, v. 9, 392–397, 1981.
- W. Lowrie and J. G. Ogg, *A magnetic polarity time scale for the Early Cretaceous and Late Jurassic*, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 76, 341–349, 1986.
- E. A. Mankinen and G. B. Dalrymple, *Revised geomagnetic polarity time scale for the interval 0–5 m.y. B.P.*, *J. Geophys. Res.*, v. 84, 615–626, 1979.
- S. R. May, R. F. Butler, and F. A. Roth, *Magnetic polarity stratigraphy and stratigraphic completeness*, *Geophys. Res. Lett.*, v. 12, 341–344, 1985.
- I. McDougall, *The present status of the geomagnetic polarity time scale*, In: *The Earth: Its Origin, Structure and Evolution*, ed. M. W. McElhinny, Academic Press, London, pp. 543–566, 1979. *Paleomagnetism: Chapter 9* 182
- I. McDougall and F. H. Chamalaun, *Geomagnetic polarity scale of time*, *Nature*, v. 212, 1415–1418, 1966.

- I. McDougall and D. H. Tarling, Dating of polarity zones in the Hawaiian Islands, *Nature*, v. 200, 54–56, 1963.
- M. W. McElhinny, *Palaeomagnetism and Plate Tectonics*, Cambridge University Press, London, 356 pp., 1973.
- P. L. McFadden and R. T. Merrill, Geodynamo energy source constraints from palaeomagnetic data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, v. 43, 22–33, 1986.
- L. W. Morley and A. Larochelle, Palaeomagnetism as a means of dating geological events, In: *Geochronology in Canada*, ed. F. F. Osborne, Roy. Soc. Canada Spec. Publ. No. 8, University of Toronto Press, Toronto, pp. 39–51, 1964.
- T. Nagata, S. Uyeda, and S. Akimoto, Self-reversal of thermoremanent magnetism of igneous rocks, *J. Geomagnet. Geoelect.*, v. 4, 22–38, 1952.
- G. Ness, S. Levi, and R. Couch, Marine magnetic anomaly timescales for the Cenozoic and Late Cretaceous: A precis, critique and synthesis, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 18, 753–770, 1980.
- N. D. Opdyke, Paleomagnetism of deep-sea cores, *Rev. Geophys. Space Phys.*, v. 10, 213–249, 1972.
- N. D. Opdyke, L. H. Burckle, and A. Todd, The extension of the magnetic time scale in sediments of the central Pacific Ocean, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 22, 300–306, 1974.
- P. M. Sadler, Sediment accumulation rates and the completeness of stratigraphic sections, *J. Geology*, v. 89, 569–584, 1981.
- L. Tauxe and N. D. Opdyke, A time framework based on magnetostratigraphy for the Siwalik sediments of the Khaur area, northern Pakistan, *Paleogeogr. Paleoclimat. Paleoecol.*, v. 37, 43–61, 1982.
- L. Tauxe, D. V. Kent, and N. D. Opdyke, Magnetic components contributing to the NRM of Middle Siwalik red beds, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 47, 279–284, 1980.
- F. Theyer and S. R. Hammond, Palaeomagnetic polarity sequence and radiolarian zones, Brunhes to polarity epoch 20, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 22, 307–319, 1974.
- R. Thompson and F. Oldfield, *Environmental Magnetism*, Allen and Unwin, London, 1986, 227 pp.
- F. J. Vine and D. H. Matthews, Magnetic anomalies over ocean ridges, *Nature*, v. 199, 947–949, 1963.

ГЛАВА 10. ПРИЛОЖЕНИЯ К ПАЛЕОГЕОГРАФИИ

Ранние палеогеографические приложения фундаментальных палеомагнитных методов (прежде всего горсткой британских ученых) привели к одному из наиболее широко признанных вкладов палеомагнетизма в науки о Земле: подтверждению теории континентального дрейфа. Здесь мы развиваем основные принципы приложения палеомагнетизма к палеогеографии. Гипотеза геоцентрического осевого диполя здесь составляет фундаментальный "строительный" блок, и мы сначала исследуем свидетельства того, что эта простая форма действительно в первом приближении отражает поведение геомагнитного поля. Обсуждение поведения палеомагнитных полюсов и способов его представления ведет нас к изучению траекторий кажущегося блуждания полюса. Введение некоторых ключевых понятий в сравнительный анализ этих траекторий (дорожек) для разных континентов обеспечивает нас идеями (инструментом) для интерпретации приложения их к палеогеографии. Глава заканчивается несколькими примерами, которые иллюстрируют возможности и ограничения приложений палеомагнетизма к палеогеографическим континентальным реконструкциям.

ГИПОТЕЗА ГЕОЦЕНТРИЧЕСКОГО ОСЕВОГО ДИПОЛЯ

Гипотеза Геоцентрического Осевого Диполя (Гипотеза ГОД) была введена в Главе 1, где была отмечена ее согласованность с магнитогидродинамической природой геомагнитного поля. Гипотеза ГОД подразумевает, что палеомагнитный полюс указывает положение оси вращения Земли относительно континента, для которого соответствующие палеомагнитные данные были получены. Приняв гипотезу ГОД, положения палеомагнитных полюсов можно использовать, чтобы выполнять палеогеографические реконструкции с помощью процедур, развитых ниже. Учитывая критическую роль гипотезы ГОД в тектонических приложениях палеомагнетизма, она исследуется далее в этом разделе.

В течение 1950-ых и в начале 1960-ых палеомагнитные доводы в пользу континентального дрейфа были атакованы противниками, которые подвергли сомнению законность гипотезы ГОД для палеозойского и мезозойского времени. Ирвинг (1964) проанализировал эту "недипольную гипотезу" и заключил, что это была "гипотеза отчаяния, полезная на этом этапе только для тех, кто стремится принизить роль и значение палеомагнетизма". С последующим увеличением объема палеомагнитных данных и развитием тектоники плит фундаментальность гипотезы ГОД была установлена весьма надежно.

Последние 5 миллионов лет

Обсуждая рис. 1.9, мы нашли, что геомагнитный полюс совершает "случайную" прогулку вокруг оси вращения. Среднее положение геомагнитного полюса за последние 2000 лет неотличимо от полюса оси вращения. В Главе 7 мы проанализировали палеомагнитные данные по голоценовым лавам запада Соединенных Штатов. Гораздо большее число виртуальных геомагнитных полюсов (*VGP*) было использовано при определении "палеомагнитных полюсов" для рис. 7.5. Результирующие полюсы легли в конус с раствором 3° вокруг оси вращения, и доверительный интервал A_{95} уменьшился до $3,7^\circ$, когда были усреднены 30 *VGP*. Очевидно, что в голоцене усредненное по времени палеомагнитное поле для западных Соединенных Штатов было полем геоцентрического осевого диполя с точностью $\sim 3^\circ$ – с вероятностью 95%. Мы возвратимся к дальнейшему обсуждению этого набора данных ниже.

Опдайк и Генри (Opdyke and Henry, 1969) определили средние палеомагнитные наклонения по 52 плиоцен-плейстоценовым глубокоководным кернам. Эти средние наклонения приведены на рисунке 8.2, и они довольно хорошо соответствуют наклонениям, предсказанным в рамках гипотезы ГОД: $\text{tg } I = 2 \text{ tg } \lambda^{25}$ (уравнение 1.15). Более детальный анализ гипотезы ГОД стал возможным в результате совместного рассмотрения палеомагнитных данных по 4580 лавам с возрастными интервалами в интервале 0 – 5 млн. лет (Merrill and McElhinny, 1983). В первом приближении усредненное по времени геомагнитное поле в течение последних 5 млн. лет оказалось полем геоцентрического осевого диполя с доверительным интервалом $\sim 3^\circ$. Этот набор данных достаточно велик, чтобы разрешить и девиации второго порядка, что обсуждается ниже. Вышеуказанный анализ подтверждает достоверность гипотезы ГОД для последних 5 млн. лет. Таким образом, в течение интервала геологического времени, для которого доступны наиболее строгие тесты, гипотеза ГОД подтверждена с неопределенностью $\sim 3^\circ$.

Более древние геологические интервалы

Задача оценки гипотезы ГОД для геологических интервалов времени, более древних, чем 5 млн. лет, усложняется движениями литосферных плит, явлениями, которые мы и будем исследовать, используя палеомагнитные данные. Эти оценки могут быть подразделены на проверки: (1) геоцентрической дипольной природы палеомагнитного поля и (2) осевого выравнивания геоцентрического диполя.

Для времени от поздней юры до настоящего момента морские магнитные аномалии дают возможность оценить масштабы относительных движений плит. По крайней мере, для кайнозоя относительные положения континентов могут точно быть восстановлены по картине этих аномалий. Дипольный характер усредненного во времени геомагнитного поля можно подтвердить сравнением положений палеомагнитных полюсов, рассчитанных по палеомагнитным данным с разных континентов, по мере того, как выполняются последовательные реконструкции для все более древнего геологического времени. Например, если относительные положения континентов восстановлены для "момента" 30 млн. лет назад, палеомагнитные полюсы, определенные по породам этого возраста, должны быть в согласии друг с другом, если среднее во времени геомагнитное поле было полем геоцентрического диполя; невозможность согласовать положения полюсов могла бы указывать на недипольность поля. Подобный анализ подтвердил геоцентрически дипольную природу геомагнитного поля для кайнозоя и позднего мезозоя с точностью около 5° (напр., Livermore et al., 1983, 1984).

Другие тесты тоже подтвердили геоцентрический дипольный характер усредненного по времени палеомагнитного поля в течение фанерозойского времени (например, McElhinny and Brock 1975; Evans, 1976). Но как мы проверим, был ли этот геоцентрический диполь параллелен оси вращения Земли? Для этого необходимы сравнения с независимыми определениями палеошироты. Несмотря на все свое несовершенство и ограниченную точность, палеоклиматические индикаторы являются все же лучшими доступными независимыми источниками по оценке палеошироты, с которыми необходимо сравнивать палеошироты, определенные палеомагнитными методами.

Широтные климатические зоны существуют прежде всего потому, что поток солнечной энергии существенно зависит от широты. Современная средняя ежегодная температура равна $+25^\circ\text{C}$ на экваторе, но только -25°C на полюсах. Многие биологические и геологические явления "управляются" климатическими зонами: органические (коралловые) рифы, эвапоритовые²⁶ осадки и осадки-красноцветы находятся в основ-

²⁵ λ – географическая широта

²⁶ Эвапориты – осадки хим. происх., в целом легко растворимые, образованные в результате выпадения минеральных солей при сильном испарении воды в замкнутом резервуаре (гипсо-солевые, известняки, железистые).

ном в экваториальных областях или в умеренных засушливых зонах, симметричных относительно экватора; а результаты ледниковых явлений наблюдаются или в полярных областях, или вокруг них.

Палеоклиматические спектры это – гистограммы широтного распределения подобных палеоклиматических индикаторов. Сравнение палеоклиматических спектров относительно современной широты со спектрами относительно палеошироты, определенной в рамках палеомагнетизма, – основной метод оценки ориентации оси геоцентрического диполя для отдаленных геологических эпох. Ирвинг (1964) выполнил детальное обсуждение палеоклиматических и палеомагнитных данных. Фундаментальная проверка гипотезы ГОД посредством сравнения с палеоклиматическими индикаторами не изменилась сколько-нибудь с момента синтеза, выполненного Брайденом и Ирвингом (1964). Следующие примеры взяты из их анализа.

На рисунке 10.1a приведено нынешнее широтное распределение современных органических рифов. Наблюдаемое распределение симметрично относительно экватора, и почти все события лежат внутри полосы 30° возле экватора. Но существующее широтное распределение ископаемых органических рифов (рис. 10.1b) содержит много ископаемых рифов на широтах $> 30^\circ\text{N}$, и распределение очень асимметрично относительно экватора. Очень маловероятно, чтобы подобное распределение сложилось в результате радикального отличия климатической зональности, существовавшей во время жизни и формирования этих рифов, от современной. Кроме того, распределение ископаемых рифов по палеошироте, определенной палеомагнитным методом (рисунок 10.1c), демонстрирует ожидаемую симметрию относительно палеоэкватора. Этот анализ показывает, что распределение ископаемых рифовых отложений согласуется с гипотезой ГОД.

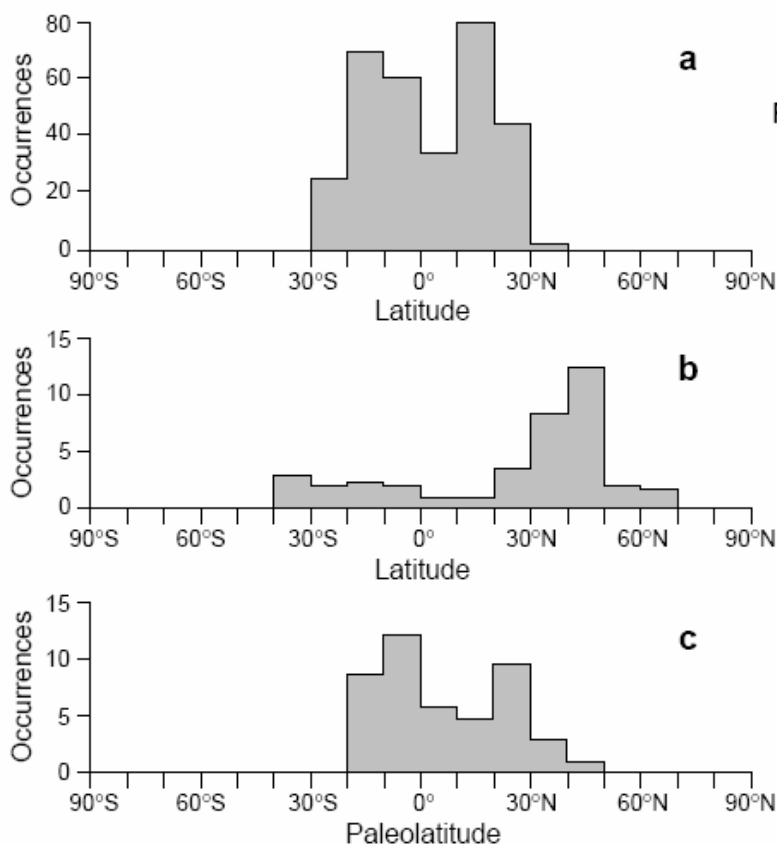


Рис. 10.1. Широтное распределение современных и ископаемых органических рифов. **(a)** Гистограмма современных органических рифов в пределах 10° полос широты; обратим внимание на грубую симметрию современных органических рифов относительно экватора. **(b)** Гистограмма современного широтного распределения древних органических рифов; обратим внимание, что большинство древних органических рифов имеет современные широты выше, чем 30°N . **(c)** Гистограмма ископаемых органических рифов относительно палеоширот, определенных палеомагнитным методом; палеошироты большинства иско-

паемых органических рифов лежат в пределах 30° относительно палеоэкватора. Из McElhinny (1973) и Briden and Irving (1964).

Другие исследования (например, Briden, 1968, 1970; Drewry et al., 1974) привели к тому же самому основному заключению: палеомагнитные определения палеошироты согласуются с разнообразными палеоклиматическими индикаторами, и в первом приближении геоцентрический осевой дипольный характер усредненного по времени палеомагнитного поля подтверждается. Однако точность этих сравнений ограничена и ее трудно оценить количественно. Тем не менее, разумно заключить, что гипотеза ГОД справедлива, по крайней мере, с $\sim 10^\circ$ -ной точностью и, возможно, даже с $\sim 5^\circ$ -ной точностью.

Отклонения второго порядка

Накопление обширных наборов палеомагнитных данных по породам с возрастaми < 5 млн. лет позволило установить наличие малых отклонений усредненного по времени палеомагнитного поля от режима геоцентрического осевого диполя. Вильсон и Эйд-Холл (Wilson and Ade-Hall, 1970) отметили тенденцию, что палеомагнитные полюсы, определенные по плиоценовым и более молодым лавам, располагаться в нескольких градусах с противоположной стороны от оси вращения, относительно места (сайта) отбора палеомагнитной коллекции. Этот “эффект отстояния” (“far-sided effect”) был с тех пор тщательно исследован (например, Coupland and Van der Voo, 1980; Merrill and McElhinny, 1983; Schneider and Kent, 1990).

Хотя и сложный в деталях, основной результат состоит в том, что малые недипольные компоненты усредненного по времени палеомагнитного поля очевидны. За последние несколько миллионов лет палеомагнитные полюсы имеют “отстояние” (“far-sided effect”) $\sim 3^\circ$. Пример этого эффекта отстояния дается на рисунке 10.2, в котором приведен палеомагнитный полюс, определенный по набору 77 голоценовых лав с запада Соединенных Штатов. Полюс лежит в $2,5^\circ$ от географического полюса, с противоположной стороны относительно места отбора лав, и при этом географический полюс оказался как раз вне 95%-ого доверительного интервала. Так что в то время как в первом приближении усредненное по времени палеомагнитное поле подтверждает гипотезу ГОД с точностью, возможно, $\sim 5^\circ$, – в течение последних нескольких млн. лет выделяются отклонения (девиации) второго порядка, достигающие $\sim 3^\circ$.

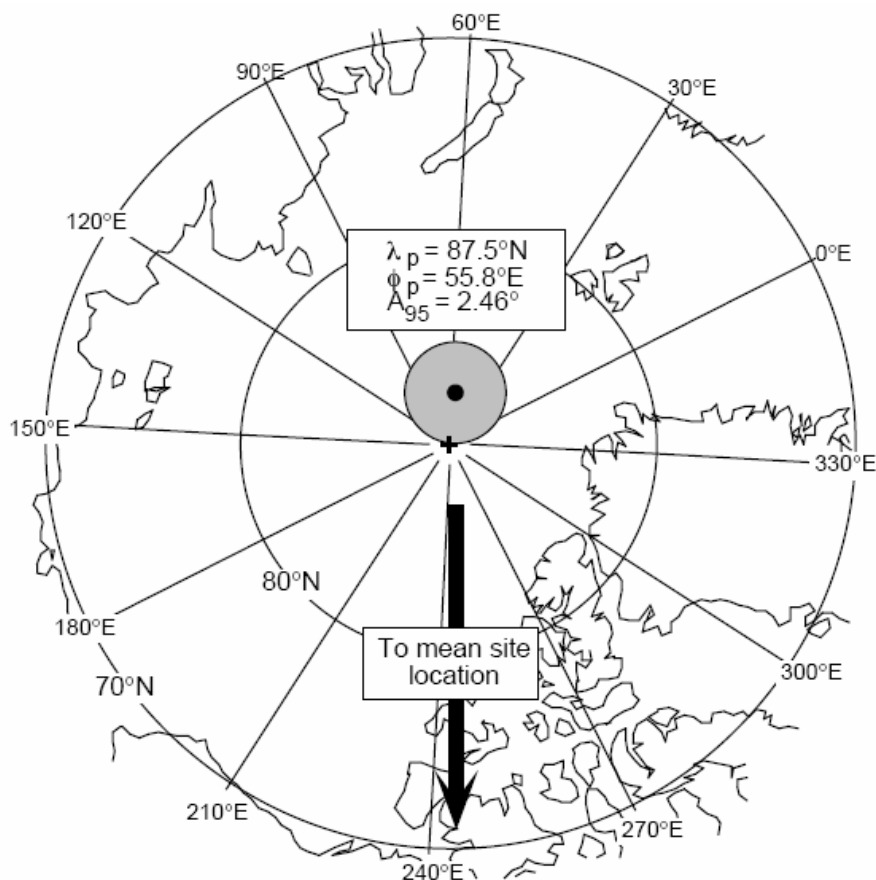


Рис. 10.2. Палеомагнитный полюс, полученный по голоценовым лавам запада Соединенных Штатов. Полный набор данных по 77 *VGP* для голоценовых лав был усреднен; палеомагнитный полюс расположен возле географического полюса на противоположной стороне относительно места отбора (сайтов) лав на западе Соединенных Штатах; отметим, что географический Северный полюс оказывается вне 95%-ого доверительного интервала для палеомагнитного полюса; круги широты проведены через 10°, а линии долготы – через 30°. Из Champion (1980).

Палеомагнитные полюсы и палеогеографические карты

Как было сказано в Главе 7, обычный метод при подведении итогов палеомагнитного исследования состоит в том, чтобы определить и отобразить положение палеомагнитного полюса, вычисленное по набору среднесайтовых виртуальных полюсов *VGP*. Если положение некоторого числа "надежных" палеомагнитных полюсов было определено по горным породам одинакового возраста из различных областей континента (основные критерии надежности обсуждались в Главе 7), эти полюсы должны быть, в идеале, хорошо сгруппированы. Практически, ансамбли даже очень надежных палеомагнитных полюсов будут иметь некоторый разброс вследствие несовершенства в осуществлении выборки геомагнитной вековой вариации, неопределенности при выполнении структурных коррекций или из-за других неизвестных эффектов.

На рисунке 10.3 приведены четыре палеомагнитных полюса, определенные по среднемеловым породам Северной Америки. Каждый из этих полюсов был бы признан как надежный большинством палеомагнитологов. Возможно, наиболее сомнительный из них – для формации Niobrara, которая является морской осадочной формацией с сопутствующей неопределенностью в оценках возможного занижения палеомагнитного наклона (Глава 8). Эти четыре среднемеловых полюса в меру хорошо сгруппированы и представляют собой типичный случай геологического временного интервала, для которого палеомагнитный полюс рассматривается как "хорошо определенный".

По интервалам геологического времени, для которых палеомагнитные полюсы, рассчитанные для одного континента, хорошо группируются, и если не было систематического движения полюса, можно по этим полюсам вычислить средний полюс. Отдельные палеомагнитные полюсы рассматриваются как единичные векторы, и средний полюс вычисляется с помощью статистики Фишера. Результирующий среднемеловой палеомагнитный полюс для Северной Америки представлен на рис. 10.3.

Среднемеловой палеомагнитный полюс для Северной Америки расположен в северной Аляске. Этот полюс приведен на рис. 10.4a обычным способом нанесения палеомагнитного полюса и наблюдаемого континента на проекцию современной географической сетки. Из гипотезы геоцентрического осевого диполя мы знаем, что средний палеомагнитный полюс "отражает" палеоположение оси вращения относительно континента, по породам которого палеомагнитный полюс был построен. Мы можем восстановить палеогеографическую карту Северной Америки для среднего мела, вращая среднемеловой палеомагнитный полюс (и Северную Америку, к которой этот полюс жестко привязан) так, чтобы палеомагнитный полюс совместился с осью географической сетки. Полученная таким образом палеогеографическая карта Северной Америки для среднего мела показана на рис. 10.4b. Эта карта показывает распределение палеоширот по поверхности Северной Америки и азимутальную ориентацию континента относительно палеомеридианов. Поскольку усредненное по времени геомагнитное поле симметрично относительно оси вращения, абсолютные величины палеодолгот произвольны.

На среднемеловой палеогеографической карте (рис. 10.4b) мы видим, что западная часть Северной Америки была тогда (в середине мелового периода) в более высоких северных широтах, чем в настоящее время; северо-восточная часть Северной Америки лежала в более низких среднемеловых широтах, чем в настоящее время. И в течение среднего мела Северная Америка была повернута по часовой стрелке относительно своей нынешней азимутальной ориентации.

Эоценовый палеомагнитный полюс для Северной Америки показан на рис. 10.4c; результирующая палеогеографическая карта для эоцена приведена на рис. 10.4d. Сравнивая палеогеографические карты рисунков 10.4b и 10.4d, можно установить движение Северной Америки относительно оси вращения в интервале времени между средним мелом и эоценом. Принцип минимального движения предполагает вращение Северной Америки против часовой стрелки вокруг центра, расположенного вне юго-восточного побережья Северной Америки. Попробуйте визуализировать, как это движение сопоставляется с изменяющейся палеогеографией. Правильное понимание картины континентальных движений, вытекающих из поведения палеомагнитных полюсов этого континента, окажется совершенно необходимым.

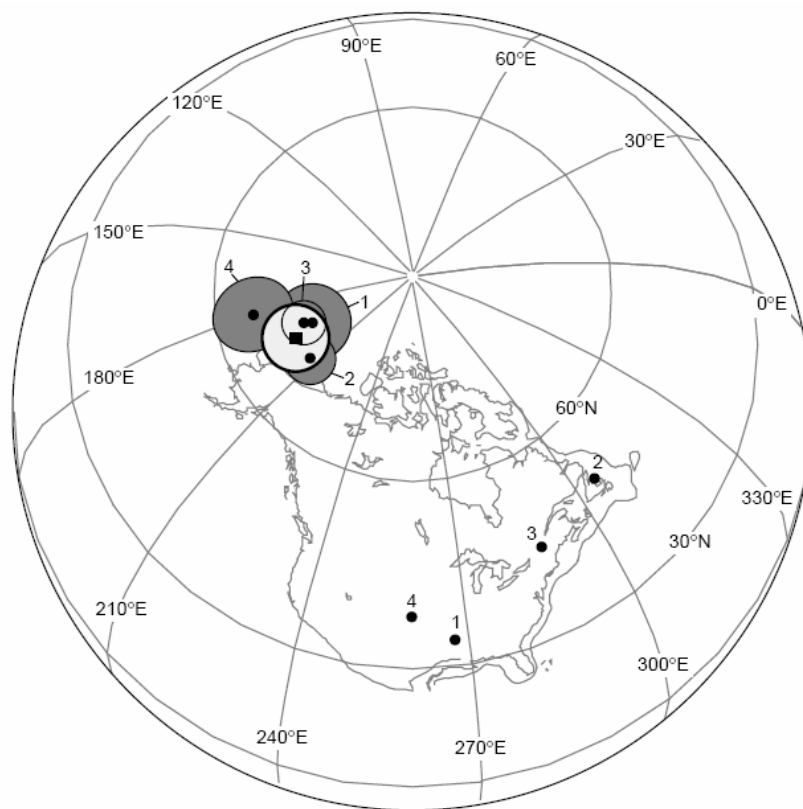


Рис. 10.3. Сравнение четырех среднемиловых палеомагнитных полюсов для Северной Америки. Места отбора образцов показаны черными кружками (с номерами); соответствующие палеомагнитные полюсы, отвечающие каждому месту отбора, нанесены (под теми же номерами) в пунктирных 95%-ых кругах доверия; 1 = щелочные интрузии, Арканзас (Globberman and Irving, 1988); 2 = лампрофировые²⁷ дайки, Ньюфаундленд (Prasad, 1981; Lapointe, 1979); 3 = щелочные интрузии, Квебек (Foster and Symons, 1979); 4 = формация Niobrara, Канзас (Shive and Frerichs, 1974); среднее по этим четырем полюсам показано черным квадратиком, окруженным слегка затененным 95%-ым кругом доверия. Из Globberman and Irving (1988) с разрешения американского Геофизического Союза.

²⁷ Лампрофиры – название группы мезо- и меланократовых гипабиссальных пород, наблюдаемых главным образом в форме тонких даек.

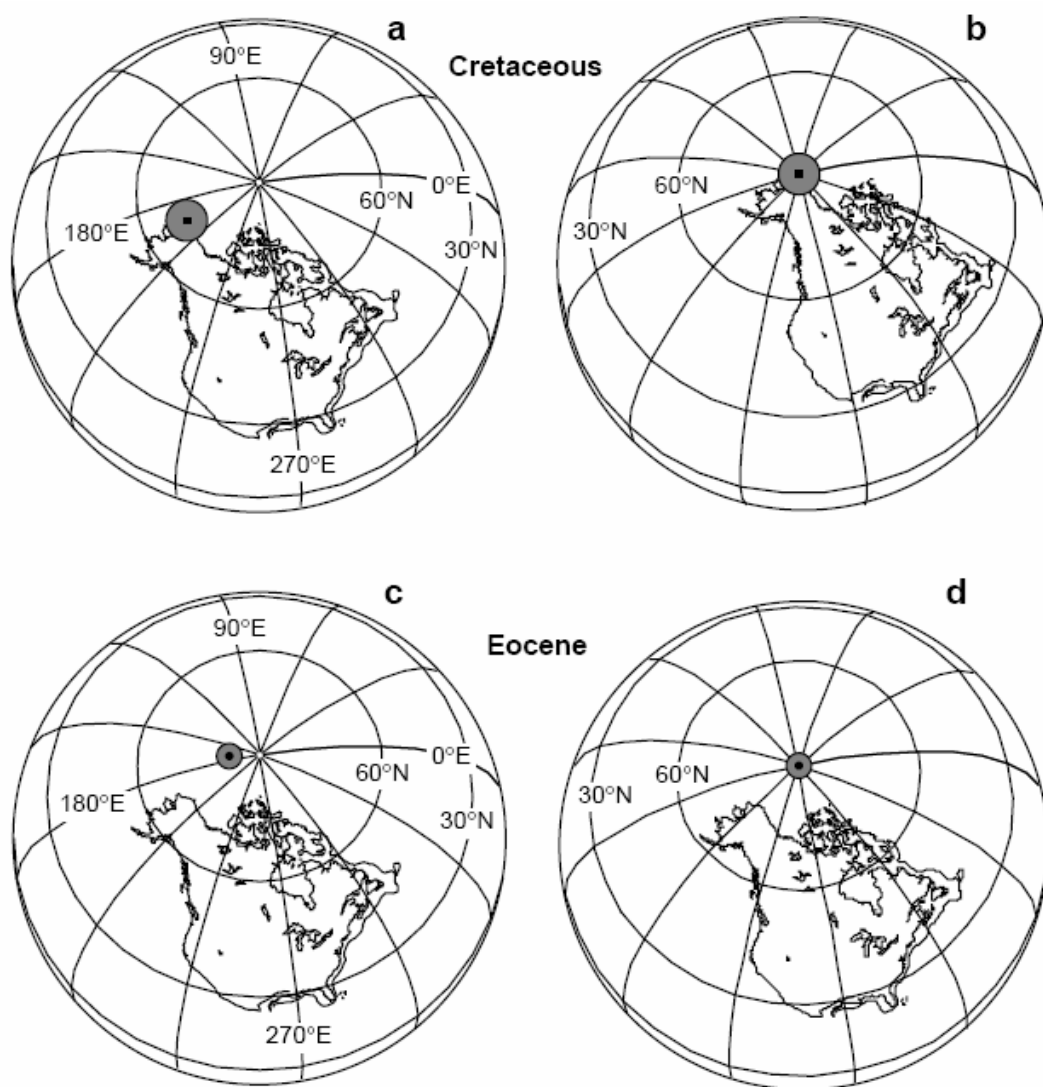


Рис. 10.4. Североамериканские среднемеловые и эоценовые палеомагнитные полюсы и результирующие палеогеографические карты. (а) среднемеловой палеомагнитный полюс, нанесенный на современную географическую сетку; (б) палеогеографическое положение Северной Америки в среднем меле, вытекающее из вращения среднемелового палеомагнитного полюса (и Северной Америки) так, чтобы палеомагнитный полюс совпал с осью сетки; (с) эоценовый палеомагнитный полюс Diehl и других (1983), нанесенный на современную географическую сетку; (д) эоценовое палеогеографическое положение Северной Америки.

ТРАЕКТОРИИ КАЖУЩЕГОСЯ БЛУЖДЕНИЯ ПОЛЮСА

Из предыдущего рассмотрения мы видим, что наборы палеогеографических карт могли бы использоваться, чтобы подытожить палеомагнитные определения для отдельного континента. Но этот подход требует построения палеогеографической карты для каждого геологического интервала времени, и трудоемок для больших объемов палеомагнитных данных. Более эффективный подход состоит в том, чтобы строить траекторию кажущегося блуждания полюса (ТКБП) для континента. Эта техника была введена Криром и др. (1954) и стала стандартным методом представления палеомагнитных данных, охватывающих большие геологические временные интервалы.

В общем случае ТКБП это – график последовательных положений палеомагнитных полюсов, рассчитанных для одного континента, обычно нанесенный на современной географической сетке. Мы определили положение группы североамериканских палеомагнитных полюсов в Главе 7 (рисунки 7.6 и 7.7) и в этой главе. Чтобы построить траекторию (ТКБП), набор палеомагнитных полюсов разного геологического возраста объединяется в единую диаграмму. Как мы увидим, палеомагнитные полюсы для неогена расположены около современного географического полюса, даже для континентов, которые "лежат" на стремительных (быстро движущихся) литосферных плитах. Для больших геологических возрастов палеомагнитные полюсы обычно попадают на извилистые "дорожки", уводящие их от географического полюса.

Согласно гипотезе геоцентрического осевого диполя, ТКБП определяет кажущееся движение оси вращения относительно континента наблюдения. Отсюда название: *"траектория кажущегося блуждания полюса"*. Когда первые ТКБП были построены, казалось, что кажущееся полярное блуждание происходило в значительной степени из-за вращения Земли, как целого, относительно оси вращения (которая постоянна относительно звезд). Это вращение Земли как целого известно как истинное блуждание полюса. Мы теперь понимаем, что главная часть кажущихся полярных блужданий обусловлена движением литосферных плит, несущих континенты по поверхности Земли (например, континентальный дрейф).

Построение ТКБП

Для континентов, которые находятся в настоящее время в северном полушарии, удобно изображать ТКБП как последовательность палеомагнитных полюсов, в процессе их удаления от северного географического полюса. Для континентов южного полушария, ТКБП строятся как последовательность палеомагнитных полюсов, удаляющихся от южного географического полюса. Геомагнитные инверсии потенциально вносят неопределенность (двусмысленность) в процесс построения ТКБП. Но эта двусмысленность – более кажущаяся, чем реальная, потому что скорость геомагнитных инверсий велика по сравнению с движениями плит.

Виртуальные геомагнитные полюсы (ВГП), определенные по кайнозойским породам с намагниченностью нормальной полярности, будут близки к северному географическому полюсу. Но ВГП, определенные по обратно намагниченным породам, будут близки к южному географическому полюсу. Например, Североамериканский палеомагнитный полюс для эоцена расположен меньше чем в 10° от современного северного географического полюса (рисунок 10.4с). Таково истинное положение северного палеомагнитного полюса в эоцене, и нормально намагниченные породы эоцена должны "давать" ВГП именно возле него. Обратно намагниченные породы эоцена будут давать ВГП около южного географического полюса. Как сказано в Главе 7, обычное соглашение (для континентов северного полушария) состоит в том, чтобы определять положения северного палеомагнитного полюса, усредняя положения ВГП нормальной полярности с антиподами ВГП обратной полярности. Для континентов южного полушария соглашение состоит в том, что определяются положения южного палеомагнитного полюса путем усреднения положений ВГП обратной полярности с антиподами ВГП нормальной полярности. Когда получено большое число палеомагнитных полюсов, картина ТКБП может быть однозначно прослежена как линия, "отходящая" от современного географического полюса. Это и имеет место для всех "главных" континентов для протерозойского и фанерозойского времени.

Методы анализа палеомагнитных данных при построении ТКБП изменялись по мере накопления палеомагнитных данных. Когда палеомагнитных результатов было немного, средние полюсы определялись отдельно для каждого геологического периода. Например, когда имелось только четыре палеомагнитных полюса для юрских пород

Северной Америки, эти полюсы были усреднены, чтобы получить юрский полюс из ТКБП для Северной Америки (Irving and Park, 1972). Поскольку затем определялось все больше палеомагнитных полюсов, все больше деталей ТКБП можно было определить путем усреднения полюсов внутри временных интервалов, более коротких, чем геологические периоды. Серия траекторий КБП была построена, используя различные варианты техники скользящего окна (Van Alstine and deBoer, 1978; Irving, 1979b; Harrison and Lindh, 1982; Irving and Irving, 1982). Мезозойская и кайнозойская части ТКБП для Северной Америки по Ирвингу и Ирвингу (1982) приведены на рис. 10.5.

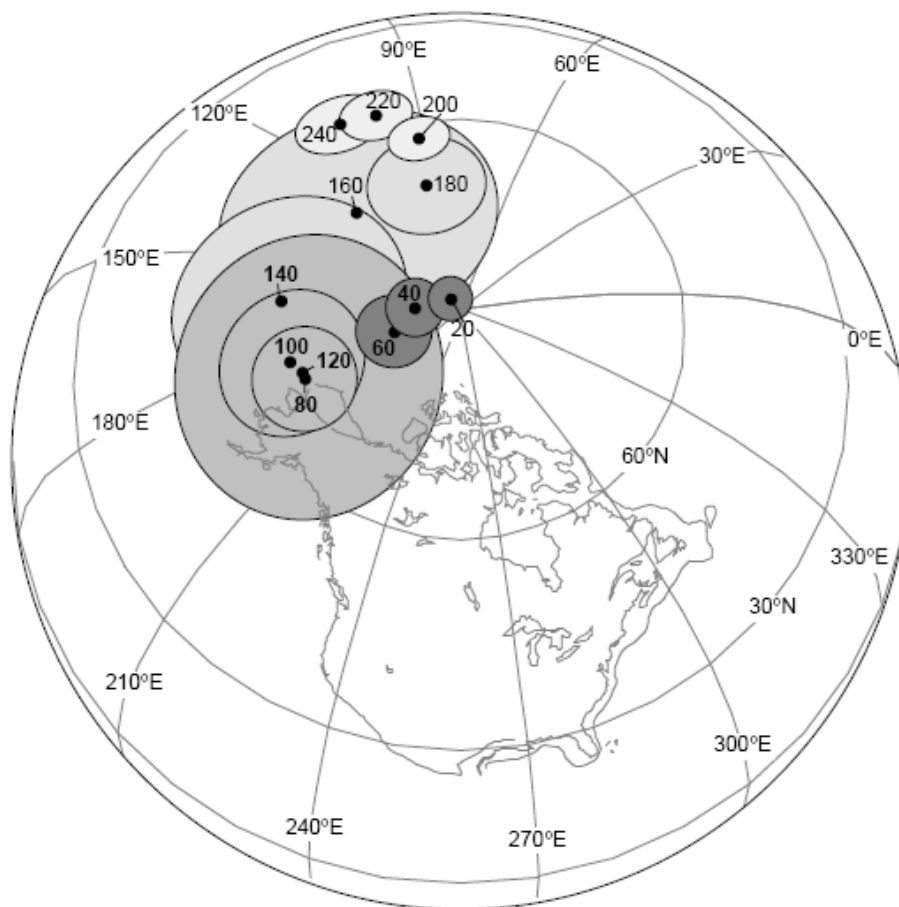


Рис. 10.5. Траектория кажущегося блуждания полюса для мезозоя и кайнозоя Северной Америки Ирвинга и Ирвинга (1982), построенная с использованием техники скользящего окна. Возрасты усредненных палеомагнитных полюсов помечены в млн. лет; "ширина" окна усреднения – 30 млн. лет; 95%-ые доверительные интервалы окружают каждый усредненный полюс.

Последовательность выполнения процедуры скользящего временного окна состоит в следующем: (1) полученным палеомагнитным полюсам для изучаемого континента присваивают абсолютный возраст, (2) выбирают "длину" (например, 30 млн. лет) временного окна (оокна усреднения по времени) и (3) усредняют положения всех палеомагнитных полюсов, попадающих по возрасту в пределы временного окна, центр которого "лежит" на соответствующем абсолютном возрасте. Например, продолжительность временного окна, использованного при построении ТКБП для рис. 10.5, была 30 млн. лет, так что средний палеомагнитный полюс для 200 млн. лет был построен по полюсам, абсолютные возрасты которых лежат в интервале между 185 и 215 млн. лет. Техника скольжения временного окна эффективна для осреднения случайного шума и позволяет определить общую картину КТБП. Однако если присутствуют систематиче-

ские ошибки (например, неудаленные компоненты современной *NRM*), эти ошибки лишь закрепляются. Кроме того, техника скользящего временного окна ограничивает детальность, с которой ТКБП может быть определена; значащие детали кажущегося блуждания полюса, типа острых углов в ТКБП, могут и не быть распознаны в траекториях, построенных с помощью этой техники.

Другой подход состоит в том, чтобы строить ТКБП непосредственно по результатам определения так называемых “наиболее надежных” палеомагнитных полюсов, без того, чтобы как-то усреднять их по времени. Палеомагнитные полюсы, которые расценены как наиболее надежные, это обычно те, что определены совсем недавно с использованием самых строгих схем размагничивания и с использованием существенно больших наборов данных, чем были прежде доступны. Для Северной Америки ТКБП для мезозоя и кайнозоя, построенная этим способом, показана на рис. 10.6. Более быстрые изменения (вариации) в ТКБП, типа острого угла (или *cusp*) в интервале поздний триас–ранняя юра, разрешены в рамках именно этой техники. Есть у нее и недостаток, который состоит в том, что интерпретируемая ТКБП существенно зависит от точности построения отдельных палеомагнитных полюсов. Если некоторые из этих полюсов определены неточно по причинам, еще не понятым, то результирующие ТКБП, очевидно, не вполне надежны.

Уточнение ТКБП – предмет активных палеомагнитных исследований. Поскольку палеомагнитные методы стали более продвинутыми, и исследуется все большее количество объектов земной коры (горных пород), положения ранее полученных палеомагнитных полюсов пересматриваются и некоторые из них иногда отвергаются. Например, Прево и МакВильямс (Prevot and McWilliams, 1989) недавно подвергли сомнению точность палеомагнитных полюсов, построенных по породам интрузий Ньюаркского Тренда (полюсы NT1 и NT2 из рис. 10.6), а палеомагнитный полюс по породам формации Моенаве (полюс MO из рис. 10.6), напротив, – недавнее дополнение к набору мезозойских североамериканских палеомагнитных полюсов.

Точность траекторий КБП различна для разных континентов из-за различий в количестве и качестве палеомагнитных данных; фанерозойская ТКБП намного лучше определена для Северной Америки, чем для Южной Америки. Для конкретного континента точность построения ТКБП зависит также от геологического возраста. Сравнение траекторий ТКБП из рис. 10.5 и 10.6 указывает, что эти траектории подобны для триаса, мела и кайнозоя, но различны для юры. Основная причина этого различия состоит в том, что до недавнего времени лишь небольшое число юрских палеомагнитных полюсов по Северной Америке было в нашем распоряжении. Что еще усложняет ситуацию, так это то, что юра, похоже, является геологическим периодом (интервалом времени) быстрого для Северной Америки кажущегося блуждания полюса. При выполнении тектонических интерпретаций, которые зависят от вида ТКБП, мы должны иметь в виду, что ТКБП известны хорошо для одних геологических интервалов времени и плохо – для других.

Палеомагнитные полюсы Эйлера

Некоторые палеомагнитологи рассматривают траектории КБП как ряд дугообразных ТРЕКОВ, разделенных острыми углами, названными КАСПАМИ (“острыми выступами”, Gordon et al., 1984). Серия ТРЕКОВ и КАСПОВ для мезозойской ТКБП для Северной Америки показана схематично в верхней части рисунка 10.6. Каждый трек кажущегося блуждания полюса, как полагают, есть следствие того, что континент “ехал” на литосферной плите, которая вращалась вокруг фиксированного эйлерова полюса в продолжение большого интервала геологического времени (скажем, 50 млн. лет.). Различные треки отражают вращения вокруг разных эйлеровых полюсов, а каспы

представляют промежутки времени, когда происходила реорганизация границ литосферных плит и результирующих движущих сил (Cox and Hart, 1986).

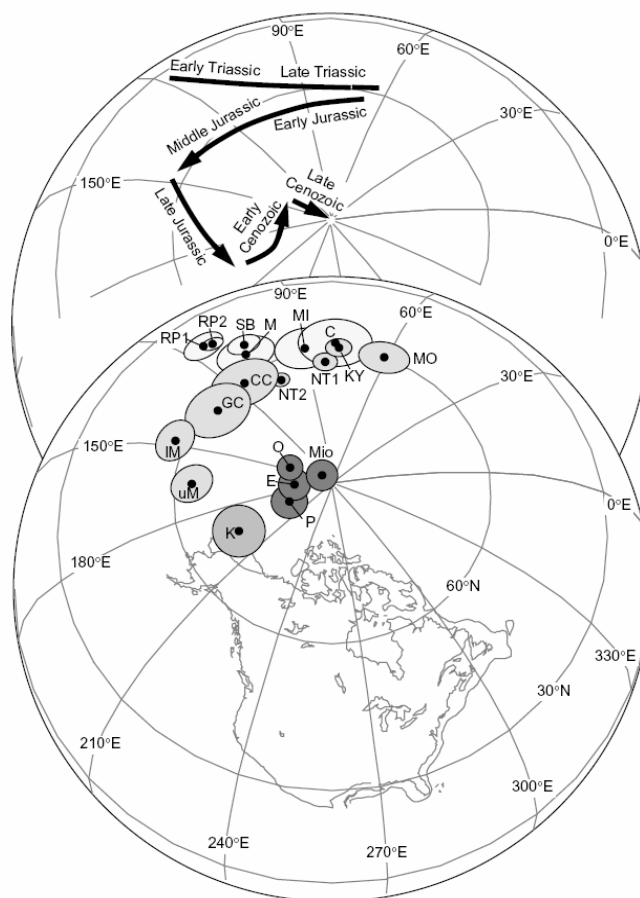


Рис. 10.6. Кажущаяся траектория блуждания полюса для Северной Америки в мезозое и кайнозое, основанная на компиляции наиболее надежных палеомагнитных полюсов. Заштрихованные области ("кружки"), окружающие каждый полюс – 95%-ные доверительные интервалы; триасовые полюсы отмечены самой легкой (светлой) штриховкой доверительных интервалов, в то время как доверительные интервалы для юрских, меловых и кайнозойских полюсов заштрихованы прогрессивно все более плотно; Mio = миоцен (Hagstrum et al., 1987); O = олигоцен (Diehl et al., 1988); E = эоцен и P = палеоцен (Diehl et al., 1983); K = средний мел (Globberman and Irving, 1988); uM и IM = верхний и нижний (lower) Morrison Fm, соответственно; GC = Glance Конгломерат; CC = Corral Каньон; NT2 и NT1 = группы интрузий Ньюаркского тренда: группа 2 и группа 1; KY = Kayenta Fm; MO = Moenave Fm; C = Chinle Fm; MI = Manicoagan ударная структура; M. = Moenkopi Fm; SB = State Bridge Fm; RP1 и RP2 = Red Peak Fm; ссылки на юрские триасовые полюсы см. в Ekstrand and Butler (1989); интерпретация ТКБП в понятиях треков и каспов показана на верхней диаграмме.

Основы модели *палеомагнитного эйлерова полюса* (ПЭП-модель) представлены на рис. 10.7, на котором кора планеты принята состоящей только из двух литосферных плит. Положение плиты **F** фиксировано, а плита **M** вращается против часовой стрелки вокруг эйлерова полюса, который фиксирован относительно нижележащей (подстилающей) мантии и оси вращения. Трансформные разломы, разделяющие пластины, находятся на малых кругах (широтные круги) с центром в полюсе Эйлера. Если под плитой **M** существует горячая точка (неподвижная относительно мантии), то образуется

морская горная цепь, подводные горы которой лежат на малом круге с центром в полюсе Эйлера. Палеомагнитные полюсы, определенные по молодым породам с плиты **М**, расположены около оси вращения. Для более древних пород палеомагнитные полюсы расположены на ТКБП, которая также описывает малый круг возле эйлерова полюса. Эти палеомагнитные полюсы – точки, которые были прежде на оси вращения, но затем перемещены вследствие вращения плиты **М** вокруг эйлерова полюса.

В ПЭП-анализе дугообразный трек на ТКБП используется, чтобы определить положение эйлерова полюса (палеомагнитный полюс Эйлера), вокруг которого вращался континент, чтобы "произвести" этот трек ТКБП. Получающийся в результате палеомагнитный полюс Эйлера используется, чтобы восстановить движение и конфигурацию границ прежних литосферных плит, которые несли континент. ПЭП-анализ, примененный к континентальной ТКБП – дело относительно новое и несколько спорное. Дальнейшая обработка ТКБП должна обеспечить полную оценку этой модели. Заинтересованного читателя адресуем к Gordon et al. (1984), May and Butler (1986) и Witte and Kent (1990) для последующего (за и против) обсуждения ПЭП-анализа.

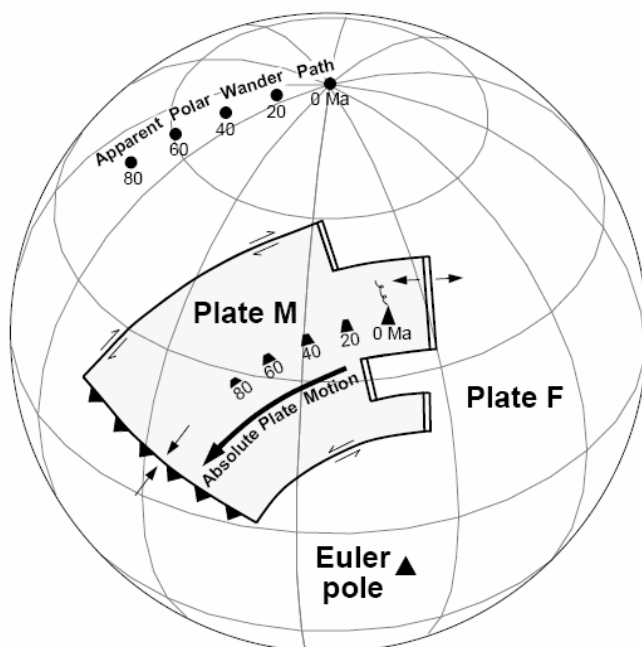


Рис. 10.7. Модель палеомагнитных эйлеровых полюсов для кажущейся траектории блуждания полюса. Центр географической сетки расположен на современной оси вращения. Плита **Ф** зафиксирована, в то время как плита **М** вращается вокруг эйлерова полюса, положение которого закреплено (относительно плиты **Ф** и подстилающей мантии). Направление абсолютного движения плиты **М** показывает жирная стрелка; направления относительного движения пластины вдоль границ плиты показывают маленькие стрелки; границы горного хребта показаны двойными линиями; границы трансформного разлома показаны обычными линиями; конвергентная граница плиты показана символом взброса с зубчиками на доминирующей плите. Горячая точка под активной морской горой, помеченная: 0 млн. лет, – фиксирована на мантии и производит цепь морских подводных гор (трек горячей точки) с обозначенными возрастами. Недавний палеомагнитный полюс для плиты **М** расположен на оси вращения, в то время как более древние палеомагнитные полюсы лежат на ТКБП, и их возрасты здесь же нанесены. ТКБП, трансформные разломы и трек горячей точки – все ложатся на широтные круги (малые круги), имеющие центр в эйлеровом полюсе. Измененная версия из Gordon et al. (1984) с разрешения американского Геофизического Союза.

ПАЛЕОГЕОГРАФИЧЕСКИЕ РЕКОНСТРУКЦИИ КОНТИНЕНТОВ

Бесспорное подтверждение палеомагнитными исследованиями конца 1950-ых – начала 1960-ых г.г. теории континентального дрейфа Вегенера – принципиальный вклад палеомагнетизма в науки о Земле (Ирвинг, 1988). Этот важный вклад палеомагнетизма в палеогеографическую реконструкцию континентов иногда ошибочно понимается в том смысле, что, мол, в целом мезозойская и палеозойская палеогеография хорошо восстановлена и не заслуживает дальнейшего интереса. Ничто не могло бы быть далее от правды. Глобальная палеогеография – активная и захватывающая (если иногда не ошеломляющая) дисциплина наук о Земле.

Палеомагнетизм, и справедливо, рассматривается как один из нескольких инструментов в палеогеографических исследованиях. Палеоклиматология, палеобиогеография и особенно геология также вносят важные вклады. В палеогеографии мы сталкиваемся с огромным вызовом – картографировать Землю во времени, объединяя получаемые квазигеографические свидетельства в последовательную картину. Текущее состояние вопроса было изящно подытожено Scotese and McKerrow (1990) при обсуждении доступных в настоящее время палеозойских палеогеографических карт. Они заявили, что “карты, которые мы представляем, подобны по своей точности к картам Азии и Нового Света, построенные исследователями 16-ого столетия. За 500 лет после путешествий этих ранних исследователей, мы уже составили карту Земли ‘в пространстве’. Мы теперь предпринимаем попытку построить карту Земли ‘во времени’ ”.

В этом разделе мы сначала рассмотрим основные принципы приложения палеомагнетизма к выполнению палеогеографических реконструкций. Затем пример реконструкции *Северная Америка-Европа* будет использован как сравнительно хорошо изученный случай. Затем мы перейдем к реконструкции Пангеи с обсуждениями альтернативных реконструкций и способов выбора времени формирования и распада суперконтинента. Чтобы показать быстрое развитие палеогеографических исследований и их важную роль, этот раздел будет завершен введением читателя в происходящие ныне дебаты о палеозойской истории дрейфа Гондваны.

Некоторые общие принципы

Установление соответствия между ТКБП разных континентов – фундаментальный палеомагнитный метод восстановления и подтверждения их прошлых относительных положений. Например, любая жизнеспособная палеогеографическая реконструкция Африки и Северной Америки для перми должна иметь результатом согласие положений пермских палеомагнитных полюсов для Африки и Северной Америки; эти полюсы должны совпасть в пределах погрешности их определения. Этот принцип – просто непосредственное следствие гипотезы геоцентрического осевого диполя. Палеомагнитный полюс дает нам положение оси вращения относительно континента наблюдения в прошлом. В любое конкретное геологическое время Земля могла иметь только одну ось вращения. Так что если два континента помещены в их надлежащие для этого геологического времени относительные положения, то их палеомагнитные полюсы в это время должны совпасть. Кроме того, если эти континенты имели фиксированное относительное положение для существенного интервала геологического времени, их палеомагнитные полюсы в течение всего того интервала времени (ТКБП) должны были совпадать.

Рис. 10.8 дает гипотетический пример, позволяющий иллюстрировать, каким образом соответствие (вплоть до совпадения) между ТКБП может использоваться в палеогеографических реконструкциях. Как указано в подписи к рисунку, если два континента дрейфуют вместе относительно оси вращения, то вплоть до того, как произошло их разделение, части их ТКБП, дающие запись общей истории дрейфа, могут быть со-

вмещены; этим можно обеспечить проведение палеогеографической реконструкции. В этом гипотетическом примере положения палеомагнитных полюсов зарегистрированы с высокой точностью горными породами этих двух континентов для целого набора последовательных моментов геологического времени. В таких идеализированных условиях любое широтное движение континентов в ходе истории их совместного (общего) дрейфа приводит к ТКБП, которые могут быть совмещены, чтобы "выдать" соответствующую (уникальную) палеогеографическую реконструкцию. Такая реконструкция была бы неоднозначна только в том случае, если бы общий дрейф этих двух континентов был бы чисто долготным (вдоль одной и той же географической параллели), что не приводит к записи общей (вообще какой бы то ни было) траектории КБП.

Очевидное практическое осложнение состоит в том, что ТКБП континентов определены в лучшем случае с довольно ограниченной точностью; так, для палеозоя ТКБП некоторых континентов известны фактически только на рудиментарном уровне. Итак, по траекториям ТКБП, которые являются значительно более сложными и сомнительными, чем таковые из рис. 10.8, мы должны выполнить и подтвердить палеогеографические реконструкции. Выводы, вытекающие из сравнений континентальных ТКБП, должны быть также сбалансированы с доступными палеобиогеографическими, геологическими и палеоклиматическими данными.

Знание (надежность построения) ТКБП, вообще говоря, ухудшается с возрастом соответствующих полюсов, равно как и знание других форм палеогеографических данных. По мелу и кайнозойскому времени для реконструкции океанских бассейнов доступно обширное количество морских геологических и геофизических данных. Эти данные позволяют выполнить детальную реконструкцию многих океанских бассейнов для названного временного интервала. Но для геологического времени, более древнего, чем мел, сохранились лишь немногие части прежних океанских литосферных плит, и этот источник палеогеографической информации очень ограничен. Морел и Ирвинг (Moré and Irving, 1978), таким образом, выделили три категории палеогеографических карт: "Карты для ранней юры и более позднего времени, для построения которых имеются убедительные основания; карты для каменноугольного периода, перми и триаса, которые менее надежны; и карты для более ранних времен с ошибками неизвестной величины".

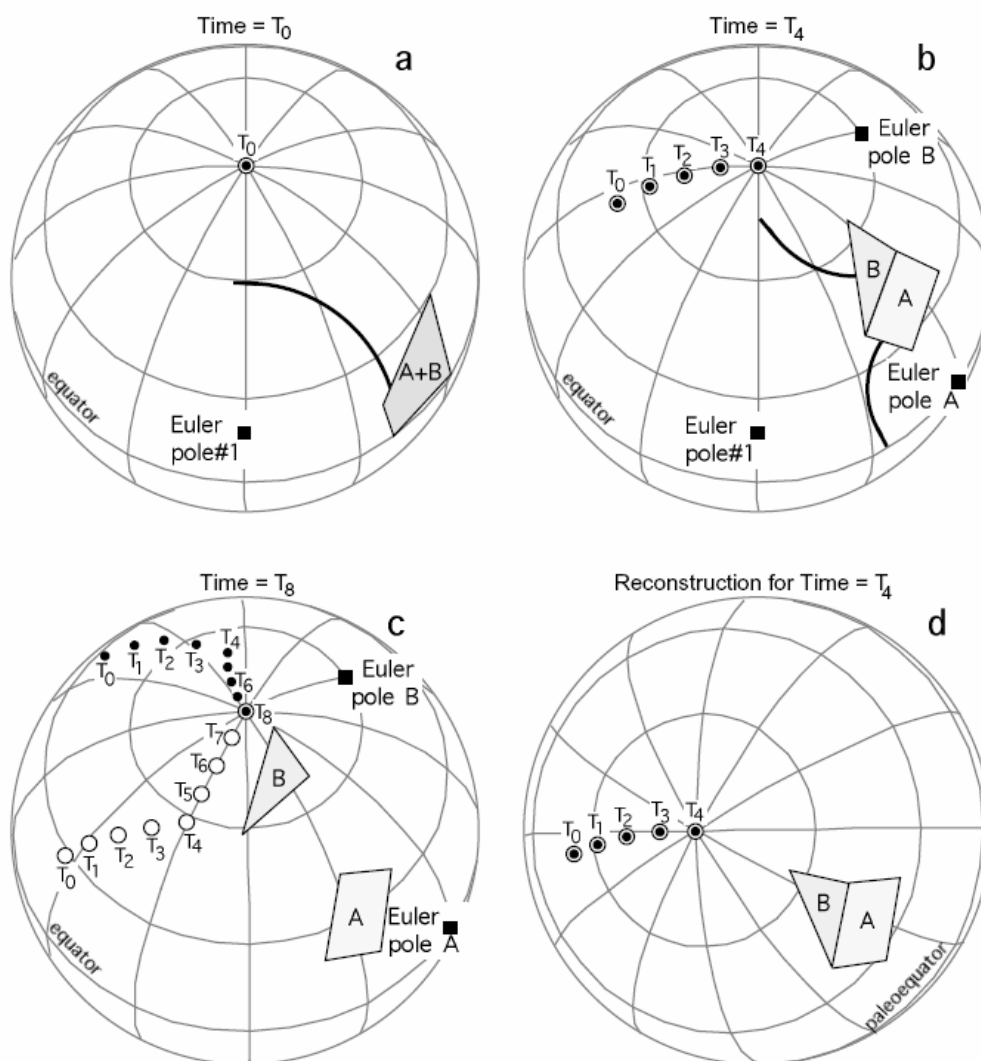


Рис. 10.8. Палеогеографическая реконструкция по траектории кажущегося блуждания полюса. **(а)** Континенты А и В были соединены вместе в геологическое время T_0 ; палеомагнитный полюс для горных пород возраста T_0 на континентах А и В записывает положение оси вращения; в течение интервала времени от T_0 до T_4 континенты вращаются вокруг эйлерова полюса № 1 со скоростью 10° в единицу времени (например, $T_1 - T_0 =$ одна единица времени). **(б)** ТКБП для континентов А и В сделали запись прошлых положений оси вращения в течение интервала $T_0 - T_4$; эти ТКБП повернуты вместе с континентами А и В в ходе последующих вращений; в геологическое время T_4 континенты А и В разделяются трещиной (рифтом) и начинают расходиться; континент А начинает вращаться вокруг эйлерова полюса А (скорость = $10^\circ/\text{единица времени}$), а континент В начинает вращаться вокруг эйлерова полюса В (скорость = $8^\circ/\text{единица времени}$). **(с)** В геологическое время T_8 (настоящее время), континент А имеет ТКБП, указанную открытыми кружками, в то время, как континент В имеет ТКБП, показанную черными кружками; форма траекторий ТКБП в течение $T_0 - T_4$ -интервала и геометрические соотношения между траекториями ТКБП и континентами, которым они принадлежат, те же самые, как во время T_4 . **(д)** Палеогеографическая реконструкция для времени T_4 ; положение континента А было зафиксировано, а континент В вращался до тех пор, пока ТКБП континентов А и В, не пересеклись в течение $T_0 - T_4$ интервала; ось географической сетки была тогда помещена в палеомагнитный полюс T_4 , чтобы стать началом линий палеошироты для времени T_4 ; абсолютные величины долготы неопределены; обратите внимание, что относительные расположения и палеошироты

континентов А и В в **(b)** и **(d)** одни и те же. Из Graham et al. (1964) с разрешения Американского Геофизического Союза.

Реконструкция Европы–Северной Америки

Сравнение ТКБП для Северной Америки и Европы обеспечило начальное палеомагнитное подтверждение явления континентального дрейфа (Ирвинг, 1956; Runcorn, 1956); оказалось, что палеомагнитные полюсы, определенные по горным породам палеозоя и мезозоя Европы были систематически смещены в восточном направлении от полюсов, построенных по горным породам Северной Америки. За последние 30 лет количество и качество палеомагнитных данных по Северной Америке, Гренландии и Европе многократно выросло. Помимо надежного подтверждения необходимости континентального дрейфа "между" этими континентами, данные теперь позволяют детально взвесить альтернативные палеогеографические реконструкции для времени, предшествовавшего мелу, и для ранних этапов раскрытия Северной Атлантики. Ван дер Ву (Van der Voo, 1990) выполнил детальный анализ этой проблемы, и его результаты сведены в рис. 10.9.

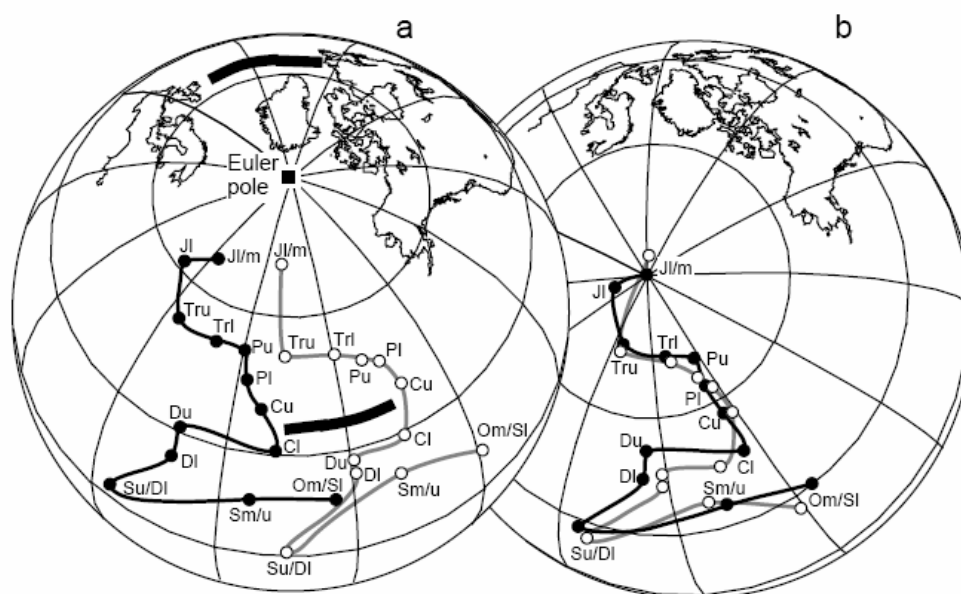


Рис. 10.9 (а). Палеозойская и мезозойская КТБП для Северной Америки и Европы. Североамериканские полюсы показаны черными кружками; европейские полюсы показаны полыми кружками; эйлеров полюс по Буллларду (Bullard и др., 1965) для реконструкции Северной Атлантики ранее мела и кайнозойского раскрытия показан черным квадратиком; местоположение эйлерова полюса – 88.5°N , 27.7°E ; в **(b)**: Европа повернута на 38° по часовой стрелке вокруг эйлерова полюса в сторону зафиксированной Северной Америки (верхняя жирная стрелка); в ходе этого вращения европейская КТБП тоже вращается по часовой стрелке вокруг эйлерова полюса (нижняя жирная стрелка). **(b)** Среднеюрская палеогеографическая реконструкция Северной Америки и Европы; O = Ордовик; S = Силур; D = Девон; C = Каменноугольный период; P = Пермь; Tr = Триас; J = Юра; l = нижний; m = средний; u = верхний. Из Van der Voo (1990) с разрешения Американского Геофизического Союза.

Ван дер Ву (1990) скомпилировал и оценил фанерозойские палеомагнитные данные по Европе и Северной Америке (включая сюда и Гренландию). Анализируя палеомагнитные данные по соответствующим частям Европы и отбрасывая полюсы, полу-

ченные по крупным орогенным зонам, Ван дер Ву скомбинировал те палеомагнитные полюса, которые позволяют разумным образом построить ТКБП для внутренних частей континентов. Рассматривались только результаты, прошедшие тесты палеомагнитной стабильности посредством процедур размагничивания. Ван дер Ву использовал контрольный список критериев надежности, чтобы присвоить “индекс качества” каждому палеомагнитному полюсу. Этот индекс качества включал оценку пригодности на основе тестов складки и конгломерата, теста инверсий и других индикаторов палеомагнитной стабильности. Для времени от среднего ордовика до ранней юры 111 североамериканских и 110 европейских палеомагнитных полюсов удовлетворили разумному качественному контролю.

На основе отобранных палеомагнитных полюсов были вычислены средние полюсы для интервалов усреднения по времени ~ 25 млн. лет, и ТКБП для Европы и Северной Америки были построены путем соединения этих средних полюсов (рис. 10.9а). Эти ТКБП затем были использованы для того, чтобы протестировать вращения вокруг эйлеровых полюсов, которые были предложены в альтернативных палеогеографических реконструкциях Северной Америки и Европы. Для каждого эйлерова полюса вращение применялось к европейской ТКБП, и исследовалось результирующее согласие с ТКБП для Северной Америки. Вращением, которое минимизировало несогласие между двумя ТКБП, оказалось предложенное Буллардом (1965). Итоговая среднеюрская палеогеографическая реконструкция показана на рис. 10.9б, где согласие между европейской и североамериканской ТКБП траекториями выглядят действительно весьма поразительным.

Два принципа палеомагнитных приложений к палеогеографии наглядно проиллюстрированы этим примером:

1. Отметим, что движение Северной Америки и Европы во время раскрытия Северной Атлантики было почти чисто долготным. Чисто долготное движение континента имеет результатом ОТСУТСТВИЕ траекторий КБП на этом геологическом временном интервале. Однако, относительное долготное движение двух континентов может быть обнаружено, если эти континенты испытали до разделения существенное широтное движение.
2. Точность палеогеографических реконструкций на основе палеомагнетизма зависит от длины и проработанности соответствующих ТКБП. Продолжительная история дрейфа Лавразии (Северная Америка, Гренландия, Европа и части Азии) в палеозое - раннем мезозое привела к образованию длинных, извилистых ТКБП для Северной Америки и Европы. Так что совместная история дрейфа этих двух континентов обусловила ТКБП, которые обеспечивают возможность точных тестов палеогеографических реконструкций. Для континентов с историями дрейфа, обеспечивающими короткие совместные доли ТКБП, тесты на надежность палеогеографической реконструкции по палеомагнитным данным будут намного менее эффективными.

Реконструкции Пангеи

Суперконтинент Пангея, как полагают, существовал в каменноугольном периоде–триасе. В последующей позднемезозойской–кайнозойской истории Земли огромную роль играли литосферные движения плит, вытекающие из распада Пангеи. Части, на которые распалась Пангея – северный суперконтинент Лавразия и южный суперконтинент Гондвана, которые хорошо соединяются при закрытии Атлантического океана (рис. 10.10). Лавразия и Гондвана разделены на их восточных сторонах лежащим между ними океаном Тетис. Обнаружение факта, что эта мозаика континентов могла быть восстановлена закрытием Атлантического и Индийского океанов, было основанием постулата Вегенера (1924) о континентальном дрейфе. Дютуа (DuToit, 1937) в то время проанализировал ряд геологических аргументов в пользу существования Гондваны и о

ее конфигурации. Определение времени и пространственного состава Гондваны и Лавразии, обеспечивающих возможность сформировать Пангею, является, возможно, главным вызовом фанерозойской палеогеографии. Только грубые детали Пангейной мозаики могут быть представлены здесь, и даже эти базовые фрагменты, вынужденно, будут нанесены довольно широкой кистью. Тем не менее, этот обзор обеспечит достойную оценку основных принципов фанерозойской палеогеографии и роли палеомагнетизма в этой дисциплине.

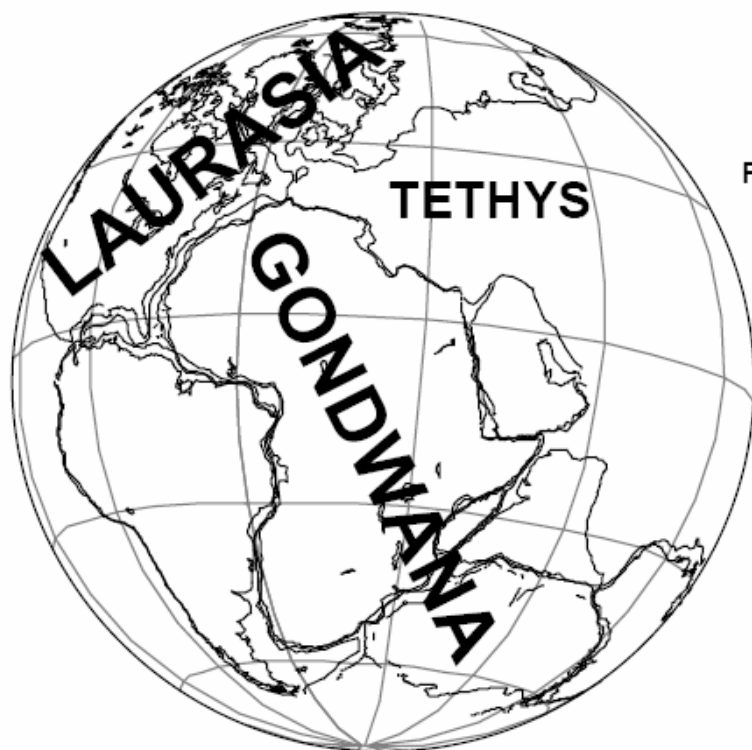


Fig1

Рис. 10.10. Позднетриасовая реконструкция Пангеи. Северные континенты (Северная Америка, Остров Гренландия, Европа и части современной Азии) сгруппированы в суперконтинент Лавразия; южные континенты (Южная Америка, Африка с Аравией и Мадагаскаром, Индия, Восточная Антарктида и Австралия) сгруппированы в суперконтинент Гондвана; северо-восточная Гондвана и юго-восточная Лавразия разделены океаном Тетис.

Континенты, составляющие Гондвану, были, вероятно, собраны в среднем кембрии (Pirer, 1987). Палеомагнитные тесты альтернативных реконструкций Гондваны обсуждались Ирвингом и Ирвингом (1982). Реконструкция, показанная на рис. 10.10, принадлежит Дютуа (DuToit, 1937), ее количественную оценку выполнили Смит и Хэллэм (Smith and Hallam, 1970). Главные различия между альтернативными реконструкциями это – относительные положения Западной Гондваны (Южная Америка и Африка) и Восточной Гондваны (Антарктида, Австралия и Индия). Существенной проблемой для Гондваны Дютуа оказалось результирующее наложение Антарктического полуострова с Фолклендским плато (юго-восточная часть южноамериканской континентальной коры). Чтобы разобраться с этой проблемой, было предложено несколько альтернативных реконструкций, в которых восточная Гондвана была перемещена на юг так, чтобы Антарктический полуостров оказался к западу от Южной Америки. Ирвинг и Ирвинг (1982) показали, однако, что палеомагнитные данные по континентам Гондваны находятся в лучшем согласии с реконструкцией Дютуа, чем с альтернативными построениями. “Проблема Антарктического полуострова” сейчас представляется больше кажущейся, чем реальной; современный Антарктический полуостров был построен частично из фрагментов континентов, которые были собраны после первичного распада Гондваны.

По сравнению с фактом существования Гондваны как суперконтинента фактически с начала палеозоя, “слияние” Лавразии – процесс сложный и намного менее понятный. В начале фанерозоя существовало четыре главных докембрийских “кратонных яд-

ра": Гондвана, Лаврентия, Балтика и Сибирь (Ziegler et al., 1979). Лаврентия это – Северная Америка и Гренландия вместе с северной частью Британских островов. Балтика это – внутренняя часть северо-восточной Европы. Сибирское кратонное ядро – регион современного Среднесибирского плоскогорья (плато).

Балтика и Лаврентия воссоединились к среднепалеозойскому времени. В свою очередь, Сибирь присоединилась к Балтике перед окончанием перми, составив, таким образом, главные элементы Лавразии. В целом, соединение Пангеи произошло в течение каменноугольного периода. Вне этого простейшего представления главных событий, детальное описание континентальных распределений, движений, столкновений и результирующих орогенезов весьма сложно и стоит вне рамок этой работы. Главный источник для современной палеозойской палеогеографии – работа МакКерроу и Скотезе (McKerrow and Scotese, 1990). Кент и Мэй (Kent and May, 1987) дают критический обзор последних палеомагнитных данных; особенно примечательны среди них данные, указывающие, что главные коровые блоки Китая не были возле Сибири вплоть до послепермского времени.

В то время как общепризнано, что Пангея была сформирована (собрана) в каменноугольном периоде, точная конфигурация составленных континентов не вполне ясна (см. обсуждение в работе Кента и Мэя (Kent and May, 1987)). Конфигурация, предложенная Вегенером (1924), называется Пангеей А и, как полагают, относится к ранней юре – до распада суперконтинента. Однако конфигурация Пангеи для более раннего времени – вопрос дебатов.

Ван дер Ву и Френч (Van der Voo and French, 1974) предположили, что пермские и раннетриасовые палеомагнитные полюсы для Гондваны и Лавразии оказываются лучше сгруппированы, если повернуть Гондвану на $\sim 20^\circ$ по часовой стрелке относительно положения Пангеи А, что "создает" Пангею А2. (Реконструкция на рис. 10.10 – компромиссная конфигурация, промежуточная между Пангеей А и Пангеей А2.) В конструкции Пангеи А2 северо-западная часть Южной Америки плотно входит в Мексиканский залив.

Большой ($\sim 35^\circ$) поворот Гондваны по часовой стрелке относительно Лавразии был предложен Ирвингом (1977) и Морелем и Ирвингом (Morel and Irving, 1981). Эта реконструкция, Пангея В, поместила северо-западную часть Южной Америки рядом с восточной частью Северной Америки. Морель и Ирвинг предположили, что Пангея В существовала в течение позднейшей части каменноугольного периода и в ранней перми. Затем поворот Гондваны против часовой стрелки в поздней перми и триасе ведет к конфигурации Пангеи А. Однако конфигурация Пангеи В не нашла подтверждения в более современных анализах палеомагнитных данных (Livermore et al., 1986; Ballard et al., 1986) и, как считается, противоречит геологическим и палеобиогеографическим данным (Hallam, 1983). Наиболее вероятный сценарий здесь – вначале, в каменноугольном периоде и перми, была конфигурация Пангеи А2, которая затем, к позднему триасу, перестраивается в конфигурацию Пангеи А (Livermore et al., 1986).

Очевидно, что для построения более ясной картины развития Лавразии и Пангеи требуются большее количество палеомагнитных данных и другие формы палеогеографических данных. Из этого обсуждения должно сделать два общих заключения:

1. Палеозойская и мезозойская палеогеография – живая и активная дисциплина наук о Земле, развитие которой сильно зависит от палеомагнитных наблюдений. Текущие исследования, без сомнения, будут инициировать новые версии о движении и развитии континентов.
2. В то время как много деталей отличается от тех, что были сформулированы ранними поборниками континентального дрейфа, Вегенер и Дютуа очень глубоко и правильно поняли фундаментальную палеогеографию.

Палеозойский дрейф Гондваны

Существование Гондваны как суперконтинента в интервале: ранний палеозой – ранний мезозой обосновано и подкреплено многими геологическими, палеонтологическими и палеомагнитными данными. Но история дрейфа, широтные положения и возможные столкновения Гондваны с северными континентами это – вопросы широко различающихся интерпретаций, вызывающие большой интерес. Мы завершаем наше рассмотрение глобальной палеогеографии введением в текущие дебаты об истории среднепалеозойского дрейфа Гондваны.

Рис. 10.11a показывает две альтернативные интерпретации ТКБП для Гондваны за время от ордовика до каменноугольного периода. Положение ордовикского палеомагнитного полюса в районе современной Пустыни Сахара в северо-западной Африке было установлено некоторое время назад (McElhinny, 1973). Предполагаемое местоположение северной Африки в ордовике на Южном полюсе подтверждается позднеордовикским оледенением северной Африки (Caputo и Crowell, 1985). Каменноугольные и пермские палеомагнитные полюсы для Гондваны расположены в или около южной Африки, что совместимо с широко распространенным позднепалеозойским оледенением южной Гондваны. Главная трудность в реконструкции палеозойской ТКБП для Гондваны относится ко времени среднего палеозоя. Где расположен силурийский палеомагнитный полюс для Гондваны?

До недавнего времени единственные силурийские палеомагнитные полюсы для континентов Гондваны были получены по породам Тасманского складчатого пояса на юго-востоке Австралии. Эти полюсы лежат около юго-запада Южной Америки. Но МакЭлхини и Эмблтон (McElhinny and Embleton, 1974) предположили, что юго-восток Австралии не был частью Австралии вплоть до позднего палеозоя. Так что неясно, могут ли среднепалеозойские полюсы, полученные по породам юго-востока Австралии, использоваться для построения ТКБП для Гондваны. Эта двусмысленность обусловила обсуждение альтернативной среднепалеозойской ТКБП для Гондваны (Schmidt and Morris, 1977; Morel and Irving, 1978). Консервативный подход состоял в том, чтобы интерполировать между ордовикским полюсом в северной Африке и каменноугольным полюсом в южной Африке, получая таким образом ТКБП, которая просто пересекает Африку в течение палеозоя. Этот выбор отображен пунктирной линией на рис. 10.11a. Альтернативное представление состояло в том, чтобы утверждать, что силурийские полюсы с юго-востока Австралии действительно принадлежат Гондване. Для этого варианта наблюдается большая петля ТКБП из северо-западной Африки в ордовике на юго-запад Южной Америки в силуре и затем назад к Африке. Эта траектория показана жирной линией на рис. 10.11a.

Недавно Hargraves и др. (1987) получили палеомагнитные данные для силурийских интрузивных пород кратонной Африки (Нигер). Результирующий палеомагнитный полюс расположен на юге Южной Америки. Hurley and Van der Voo (1987) определили положение позднедевонского палеомагнитного полюса по породам кратонной Западной Австралии. Этот позднедевонский полюс попадает в центральную Африку. Эти два среднепалеозойских полюса предоставляют значительную поддержку взгляду, что палеозойская ТКБП для Гондваны включает большую среднепалеозойскую петлю. Эту ТКБП для Гондваны нужно все еще считать спорной, потому что она базируется лишь на небольшом объеме палеомагнитных работ. Однако главное здесь – возможные следствия.

Van der Voo (1988) исследовал палеогеографический и тектонический смыслы среднепалеозойской петли в Гондванской ТКБП. Главные особенности видны из реконструкций на рис. 10.11. В течение всего раннего палеозоя Северная Америка находится в экваториальных палеоширотах. В ордовике северо-западная Африка расположена у южного полюса вместе с Гондваной и Северной Америкой, разделенных широким океаном. Несколько террейнов, которые позже стали частями северных континен-

тов, как полагают, присоединились к северной Гондване в течение раннего палеозоя. Эти террейны включают Авалон (ныне - часть Аппалачей) и Арморику (части южной Европы). Положение террейна Авалон в ордовике по соседству с северо-западной Африкой показано схематически на рис. 10.11b.

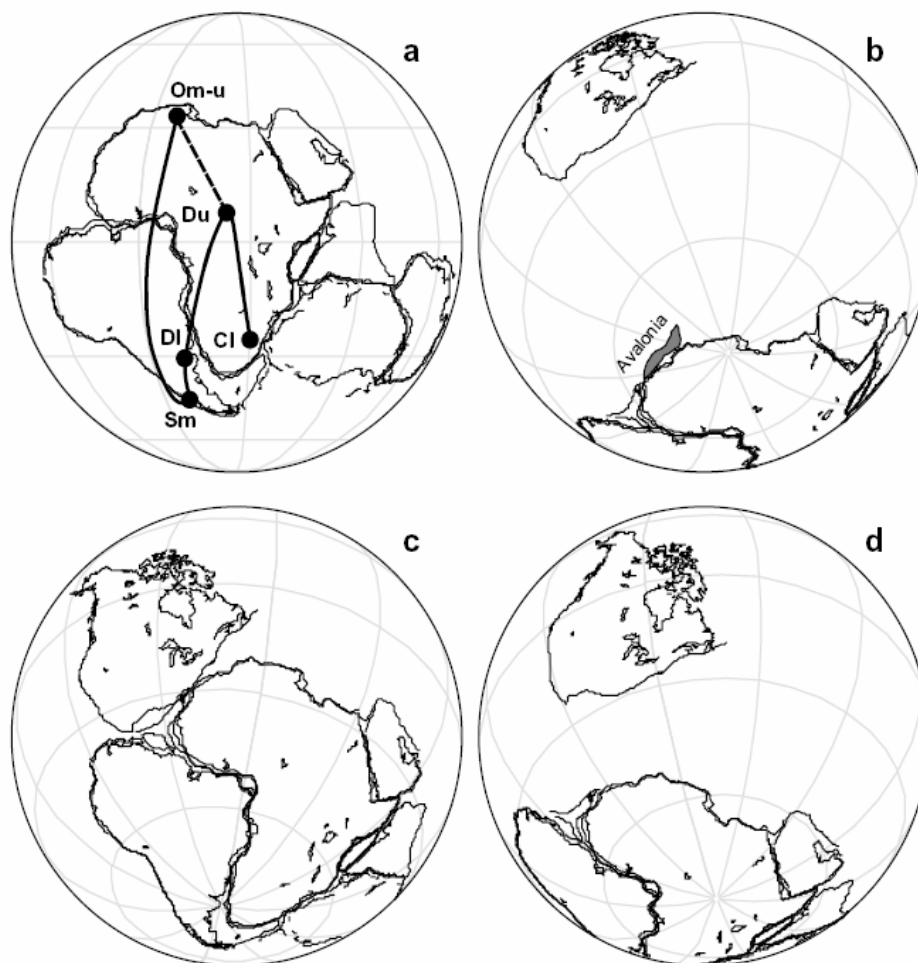


Рис. 10.11. Палеозойские ТКБП и палеогеография для Гондваны. **(а)** ТКБП, показанная жирной кривой, содержит петлю в силуре-раннем девоне; “традиционная” интерполяция силур-раннедевонской части ТКБП показана штриховой линией; южные палеомагнитные полюсы нанесены на современную географическую сетку, привязанную к Африке; обозначения палеомагнитных полюсов – как на рис. 10.9. **(b)** Ордовикская палеогеография Гондваны и Северной Америки; террейн Авалон присоединен к северо-западной части Африки; палеогеографическая сетка центрирована на гондванском палеомагнитном полюсе. **(c)** Раннедевонская палеогеография Гондваны и Северной Америки; северная Африка быстро переместилась на север в субтропические и экваториальные палеошироты в конце ордовика–раннем силуре; столкновение Африки с Северной Америкой вызвало акадский орогенез (горообразование) и перемещает террейн Авалон к Северной Америке; палеогеографическая сетка центрирована на раннедевонском палеомагнитном полюсе для Гондваны. **(d)** Позднедевонская палеогеография Гондваны и Северной Америки; между Северной Америкой и северной Гондваной в девоне открывается океан средней ширины; палеогеографическая сетка центрирована на позднедевонском палеомагнитном полюсе для Гондваны. Из Van der Voo (1988) с разрешения Геологического Общества Америки.

Петля в палеозойской ТКБП Гондваны подразумевает, что Гондвана быстро передвигалась к северу в конце ордовика – в раннем силуре. Результирующая раннедевонская палеогеография Гондваны и Северной Америки приведена на рис. 10.11с. Это движение Гондваны к северу позволяет допустить, что северо-западная Африка была в раннем девоне смежна с восточной частью Северной Америки. Таким образом, столкновение Африки–Северной Америки могло вызвать каледоно-акадское (Caledonian-Asadian) горообразование и переместить террейны Авалон и Арморика к Северной Америке. В течение девона между Северной Америкой и северной Гондваной открылся океан средней ширины; последовавшая из этого позднедевонская палеогеография показана на рис. 10.11d. Этот новый океан закрылся в течение каменноугольного периода с последующим столкновением (коллизией) Гондваны с Лавразией, в результате чего произошли герцинско-аллеганский (Hercynian-Alleghanian) орогенезы и сформировалась Пангея.

Скотезе и Баррет (Scotese and Barrett, 1990) приводят доводы против части истории движения Гондваны, вытекающей из среднепалеозойской петли в ТКБП. Они соглашаются, что гондванский палеомагнитный полюс перемещается к южной части Южной Америки в силуре, но они не согласны с положением центральной Африки, вытекающим из позднедевонского полюса. Вместо этого, они поддерживают версию продвижения гондванской ТКБП из южной части Южной Америки в силуре в сторону южной Африки в раннем каменноугольном периоде. Интерпретация Скотезе и Баррета (1990) предполагает быстрое движение Гондваны к северу в конце ордовика – раннем силуре, но не принимает последующего девонского движения на юг, упомянутого выше. Эти альтернативные истории дрейфа Гондваны могут оказаться очень важны для создания палеозойской палеогеографии и тектоники. Будет интересно видеть, какие новые данные, аргументы и интерпретации будут предложены в ближайшие годы.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

- M. Ballard, R. Van der Voo, and I. W. Haelbich, Remagnetizations in Late Permian and Early Triassic rocks from southern Africa and their implications for Pangea reconstructions, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 79, 412–418, 1986.
- J. C. Briden, Paleoclimatic evidence of a geocentric axial dipole field, In: *The History of the Earth's Crust*, ed. R. A. Phinney, Princeton University Press, Princeton, N. J., pp. 178–194, 1968.
- J. C. Briden, Palaeolatitude distribution of precipitated sediments, In: *Palaeogeophysics*, ed. S. K. Runcorn, Academic Press, New York, pp. 437–444, 1970.
- J. C. Briden and E. Irving, Palaeoclimatic spectra of sedimentary palaeoclimatic indicators, In: *Problems in Palaeoclimatology*, ed. A. E. M. Nairn, Interscience, New York, pp. 199–250, 1964.
- E. C. Bullard, J. E. Everett, and A. G. Smith, A symposium on continental drift. IV. The fit of the continents around the Atlantic, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, v. A258, 41–51, 1965.
- M. V. Caputo and J. C. Crowell, Migration of glacial centers across Gondwana during the Phanerozoic Era, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, v. 96, 1020–1036, 1985.
- D. E. Champion, Holocene geomagnetic secular variation in the western United States: Implications for the global geomagnetic field, *U.S. Geol. Surv. Open File Rep.* 80-824, p. 314, 1980.
- D. H. Coupland and R. Van der Voo, Long-term nondipole components in the geomagnetic field during the last 130 m.y., *J. Geophys. Res.*, v. 85, 3529–3548, 1980.
- Cox, Frequency of geomagnetic reversals and the symmetry of the nondipole field, *Rev. Geophys.*, v. 13, 35–51, 1975.
- V. Cox and R. B. Hart, *Plate Tectonics: How It Works*, Blackwell Scientific Publications, Palo Alto, Calif., 392 pp., 1986.

- K. M. Creer, E. Irving, and S. K. Runcorn, The direction of the geomagnetic field in remote epochs in Great Britain, *J. Geomagn. Geoelectr.*, v. 6, 163–168, 1954.
- J. F. Diehl, M. E. Beck, Jr., S. Beske-Diehl, D. Jacobson, and B. C. Hearn, Paleomagnetism of the Late Cretaceous–Early Tertiary north-central Montana alkalic province, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 10,593–10,609, 1983.
- J. Diehl, K. M. McClannahan, and T. J. Bornhorst, Paleomagnetic results from the Mogollon–Datil volcanic field, southwestern New Mexico, and a refined mid-Tertiary reference pole for North America, *J. Geophys. Res.*, v. 93, 4869–4879, 1988.
- G. E. Drewry, A. T. S. Ramsay, and A. G. Smith, Climatically controlled sediments, the geomagnetic field, and trade wind belts in Phanerozoic time, *J. Geol.*, v. 82, 531–553, 1974.
- L. DuToit, *Our Wandering Continents*, Oliver and Boyd, Edinburgh, 336 pp., 1937.
- E. J. Ekstrand and R. F. Butler, Paleomagnetism of the Moenave Formation: Implications for the Mesozoic North American apparent polar wander path, *Geology*, v. 17, 245–248, 1989.
- M. E. Evans, Test of the dipolar nature of the geomagnetic field throughout Phanerozoic time, *Nature*, v. 262, 676, 1976.
- J. Foster and D. T. A. Symons, Defining a paleomagnetic polarity pattern in the Montereian intrusives, *Can. J. Earth Sci.*, v. 16, 1716–1725, 1979.
- R. Globberman and E. Irving, Mid-Cretaceous paleomagnetic reference field for North America: Restudy of 100 Ma intrusive rocks from Arkansas, *J. Geophys. Res.*, v. 93, 11,721–11,733, 1988.
- R. G. Gordon, A. Cox, and S. O'Hare, Paleomagnetic Euler poles and the apparent polar wander and absolute motion of North America since the Carboniferous, *Tectonics*, v. 3, 499–537, 1984.
- K. W. T. Graham, C. E. Helsley, and A. L. Hales, Determination of the relative positions of continents from paleomagnetic data, *J. Geophys. Res.*, v. 69, 3895–3900, 1964.
- J. T. Hagstrum, M. G. Sawlan, B. P. Hausback, J. G. Smith, and C. S. Gromme, Miocene paleomagnetism and tectonic setting of the Baja California Peninsula, Mexico, *J. Geophys. Res.*, v. 92, 2627–2639, 1987.
- Hallam, Supposed Permo–Triassic megashear between Laurasia and Gondwana, *Nature*, v. 301, 499–502, 1983.
- R. B. Hargraves, E. M. Dawson, and F. B. Van Houten, Palaeomagnetism and age of mid-Palaeozoic ring complexes in Niger, West Africa, and tectonic implications, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 90, 705–729, 1987.
- G. A. Harrison and T. Lindh, A polar wandering curve for North America during the Mesozoic and Cenozoic, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 1903–1920, 1982.
- N. F. Hurley and R. Van der Voo, Paleomagnetism of Upper Devonian reefal limestones, Canning Basin, western Australia, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 98, 138–146, 1987.
- E. Irving, Palaeomagnetic and palaeoclimatological aspects of polar wandering, *Geofis. Pura Appl.*, v. 33, 23–41, 1956.
- E. Irving, *Paleomagnetism and Its Applications to Geological and Geophysical Problems*, John Wiley, New York, 399 pp., 1964.
- E. Irving, Drift of the major continental blocks since the Devonian, *Nature*, v. 270, 304–309, 1977.
- E. Irving, Pole positions and continental drift since the Devonian, In: *The Earth: Its Origin, Structure and Evolution*, ed. M. W. McElhinny, Academic Press, London, pp. 567–593, 1979a.
- E. Irving, Paleopoles and paleolatitudes of North America and speculations about displaced terrains, *Can. J. Earth Sci.*, v. 16, 669–694, 1979b.
- E. Irving, The paleomagnetic confirmation of continental drift, *Eos Trans. AGU*, v. 69, 994–1014, 1988.
- E. Irving and G. A. Irving, Apparent polar wander paths Carboniferous through Cenozoic and the assembly of Gondwana, *Geophys. Surv.*, v. 5, 141–188, 1982.

- E. Irving and J. K. Park, Hairpins and superintervals, *Can. J. Earth Sci.*, v. 9, 1318–1324, 1972.
- V. Kent and S. R. May, Polar wander and paleomagnetic reference pole controversies, *Rev. Geophys.*, v. 25, 961–970, 1987.
- P. L. Lapointe, Paleomagnetism of the Notre Dame lamprophyre dikes, Newfoundland, and the opening of the North Atlantic Ocean, *Can. J. Earth Sci.*, v. 16, 1823–1831, 1979.
- R. A. Livermore, F. J. Vine, and A. G. Smith, Plate motions and the geomagnetic field. I. Quaternary and late Tertiary, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 73, 153–171, 1983.
- R. A. Livermore, F. J. Vine, and A. G. Smith, Plate motions and the geomagnetic field. II. Jurassic to Tertiary, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 79, 939–962, 1984.
- R. A. Livermore, A. G. Smith, and F. J. Vine, Late Paleozoic to early Mesozoic evolution of Pangea, *Nature*, v. 322, 162–165, 1986.
- S. R. May and R. F. Butler, North American Jurassic Apparent polar wander: Implications for plate motions, paleogeography and Cordilleran tectonics, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 11,519–11,544, 1986.
- M. W. McElhinny, *Palaeomagnetism and Plate Tectonics*, Cambridge University Press, London, 358 pp., 1973.
- M. W. McElhinny and B. J. J. Embleton, Australian palaeomagnetism and the Phanerozoic plate tectonics of eastern Gondwana, *Tectonophys.*, v. 22, 1–29, 1974.
- M. W. McElhinny and A. Brock, A new palaeomagnetic result from east Africa and estimates of the Mesozoic palaeoradius, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 27, 321–328, 1975.
- M. W. McElhinny and R. T. Merrill, Geomagnetic secular variation over the past 5 m.y., *Rev. Geophys.*, v. 13, 687–708, 1975.
- W. S. McKerrow and C. R. Scotese, eds., *Palaeozoic Palaeogeography and Biogeography*, *Geol. Soc. London Mem. No. 12*, 1990.
- R. T. Merrill and M. W. McElhinny, Anomalies in the time-averaged paleomagnetic field and their implications for the lower mantle, *Rev. Geophys.*, v. 15, 309–323, 1977.
- R. T. Merrill and M. W. McElhinny, *The Earth's Magnetic Field: Its History, Origin and Planetary Perspective*, Academic Press, San Diego, 401 pp., 1983.
- P. Morel and E. Irving, Tentative paleocontinental maps for the early Phanerozoic and Proterozoic, *J. Geol.*, v. 86, 535–561, 1978.
- P. Morel and E. Irving, Paleomagnetism and the evolution of Pangea, *J. Geophys. Res.*, v. 86, 1858–1872, 1981.
- N. D. Opdyke and K. W. Henry, A test of the dipole hypothesis, *Earth Planet. Sci. Lett.*, v. 6, 139–151, 1969.
- J. D. A. Piper, *Palaeomagnetism and the Continental Crust*, John Wiley, New York, 434 pp., 1987.
- J. N. Prasad, Paleomagnetism of the Mesozoic lamprophyric dikes in north-central Newfoundland, M.S. thesis, 119 pp., Mem. Univ. of Newfoundland, St. John's, 1981.
- M. Prevot and M. McWilliams, Paleomagnetic correlation of Newark Supergroup volcanics, *Geology*, v. 17, 1007–1010, 1989.
- S. K. Runcorn, Paleomagnetic comparisons between Europe and North America, *Proc. Geol. Assoc. Canada*, v. 8, 77–85, 1956.
- P. W. Schmidt and W. A. Morris, An alternative view of the Gondwana Paleozoic apparent polar wander path, *Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 2674–2678, 1977.
- A. Schneider and D. V. Kent, The time-averaged paleomagnetic field, *Rev. Geophys.*, v. 28, 71–96, 1990.
- R. Scotese and S. F. Barrett, Gondwana's movement over the south pole during the Palaeozoic: Evidence from lithological indicators of climate, In: *Palaeozoic Palaeogeography and Biogeography*, ed. W. S. McKerrow and C. R. Scotese, *Geol. Soc. London Mem. No. 12*, pp. 75–85, 1990.

- R. Scotese and W. S. McKerrow, Revised world maps and introduction, In: *Palaeozoic Palaeogeography and Biogeography*, ed. W. S. McKerrow and C. R. Scotese, Geol. Soc. London Mem. No. 12, pp. 1–21, 1990.
- P. N. Shive and W. E. Frerichs, Paleomagnetism of the Niobrara Formation in Wyoming, Colorado, and Kansas, *J. Geophys. Res.*, v. 79, 3001–3007, 1974.
- G. Smith and A. Hallam, The fit of the southern continents, *Nature*, v. 225, 139–149, 1970.
- R. Van Alstine and J. deBoer, A new technique for constructing apparent polar wander paths and revised Phanerozoic path for North America, *Geology*, v. 6, 137–139, 1978.
- R. Van der Voo, Paleozoic paleogeography of North America, Gondwana, and intervening displaced terranes: Comparisons of paleomagnetism with paleoclimatology and biogeographical patterns, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 100, 311–324, 1988.
- R. Van der Voo, Phanerozoic paleomagnetic poles from Europe and North America and comparisons with continental reconstructions, *Rev. Geophys.*, v. 28, 167–206, 1990.
- R. Van der Voo and R. B. French, Apparent polar wandering for the Atlantic-bordering continents: Late Carboniferous to Eocene, *Earth Sci. Rev.*, v. 10, 99–119, 1974.
- Wegener, *The Origin of Continents and Oceans* (English translation by J. G. A. Skerl), Methuen, London, 212 pp., 1924.
- R. L. Wilson, Permanent aspects of the Earth's non-dipole magnetic field over upper Tertiary times, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 19, 417–437, 1970.
- R. L. Wilson, Dipole offset—The time-average palaeomagnetic field over the past 25 million years, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, v. 22, 491–504, 1971.
- R. L. Wilson and J. M. Ade-Hall, Paleomagnetic indications of a permanent aspect of the non-dipole field, In: *Paleogeophysics*, ed. S. K. Runcorn, Academic Press, San Diego, pp. 307–312, 1970.
- W. K. Witte and D. V. Kent, The paleomagnetism of red beds and basalts of the Hettangian extrusive zone, Newark Basin, New Jersey, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 17,533–17,545, 1990.
- M. Ziegler, C. R. Scotese, W. S. McKerrow, M. E. Johnson, and R. K. Bambach, Paleozoic paleogeography, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, v. 7, 473–502, 1979.

ГЛАВА 11.

ПРИЛОЖЕНИЯ К РЕГИОНАЛЬНОЙ ТЕКТОНИКЕ

Тектоника плит учит нас рассматривать литосферу Земли как динамическую систему расширяющихся океанских горных хребтов, трансформных разломов и зон субдукции. Континентальный дрейф теперь рассматривается как непосредственное следствие тектоники плит, а сложность строения горообразовательных поясов вытекает из подвижности континентальной коры. Окраины континентов часто тектонически активны, особенно над зонами субдукции. Части континентальной коры могут откалываться от континента и двигаться, как это делает сегодня п-ов Баха Калифорния (BaJa California). Передние части континентов могут также быть поглощены мантией в течение интервалов наклонной субдукции. Палеомагнетизм играет центральную роль в развитии представлений континентальной геологии.

Литосферные плиты, несущие континенты, испытали интервалы быстрого движения, и океанские плато, морские горы и островные дуги прирастали (присоединялись) к краям континентов. Хотя детали все еще бурно обсуждаются, многие геологи ныне рассматривают большую часть западных Кордильер Северной Америки как комбинацию (коллаж) тектоностратиграфических террейнов (автохтонных массивов) (Coney et al., 1980). Эти террейны являются обычно небольшими обломками континентов (ограниченными разломами, размер их – до сотен километров) с геологической историей, резко различной для соседних террейнов. Некоторые террейны сложены породами, которые образовались в океанских бассейнах, далеких от их современных местоположений; другие испытали лишь малое движение относительно вмещающего их континента или не испытали никакого. Палеомагнетизм – один из основных методов при расшифровке истории движения террейнов.

Эта глава посвящена приложениям палеомагнетизма к региональной тектонике. Мы начнем с того, что введем общие принципы и методы применения палеомагнетизма к региональным тектоническим проблемам. Затем будут рассмотрены конкретные примеры, чтобы проиллюстрировать, как палеомагнетизм был использован для "расшифровки" тектоники континентальных окраин и истории движения наросших террейнов. Примеры взяты из результатов палеомагнитного изучения западной окраины Северной Америки, но сами принципы имеют всеобщую применимость. В результате анализа этих примеров мы получим представление об эффективности и ограничениях палеомагнетизма при изучении региональной тектоники.

НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ

В ходе этого обсуждения, термин "коровый блок" или просто "блок", используется, чтобы обозначить регион субконтинентального масштаба, который, возможно, двигался по отношению к внутренней части континента. Коровый блок может быть составлен из пород континентального или океанского происхождения. Коровый блок также может составлять или не составлять тектоностратиграфический террейн, которому можно придать особую геологическую интерпретацию.

Основные принципы того, как палеомагнетизм может быть использован для обнаружения движений коровых блоков, проиллюстрированы на рис. 11.1. С помощью палеомагнитных данных мы можем обнаруживать движения только относительно палеомагнитного полюса; чисто долготные (с изменением только долготы) движения не могут быть обнаружены в силу того, что геомагнитное поле представляет собой гео-

центрический осевой диполь. На рис. 11.1а центральное сечение Земли показано для плоскости, содержащей палеомагнитный полюс в точке PP . Стрелки на поверхности Земли показывают наклонение дипольного магнитного поля с полюсом в PP ; они демонстрируют *ожидаемые наклонения* магнитного поля. Если коровый блок намагничен, когда находился на некой промежуточной широте, и затем перемещен (на угловое расстояние p) в более высокие широты, *наблюдаемое наклонение* древней намагниченности в этом коровом блоке будет меньше, чем ожидаемое наклонение в его новом местоположении. Так что широтное продвижение к палеомагнитному полюсу сопровождается "понижением" наклонения, показанным углом F на рис. 11.1а.

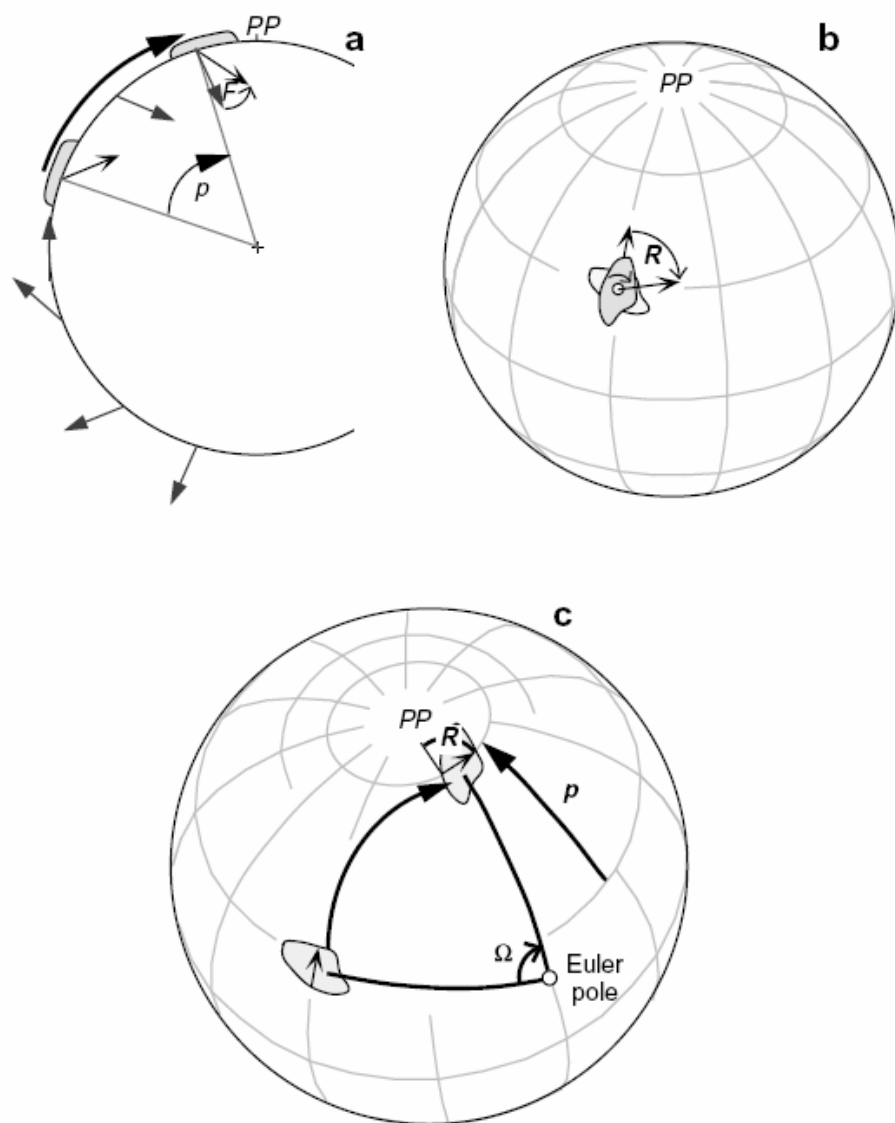


Рис. 11.1. Несогласия палеомагнитных направлений, вытекающие из тектонических движений. PP = палеомагнитный полюс. **(а)** Меридиональное сечение Земли, показывающее направления дипольного магнитного поля с магнитным полюсом в PP ; ожидаемые направления магнитного поля показаны точечными стрелками; террейн, намагниченный на низкой палеошироте, приобретает намагниченность в направлении черной стрелки; смещение террейна ближе к палеомагнитному полюсу на угол p приводит к тому, что его намагниченность будет иметь наклонение меньшее, чем ожидаемое, на угол F (занижение); обратите внимание, что угол занижения F не равен углу p сдвига террейна к полюсу (углу транспортировки). **(б)** Вращение палеомагнитного склонения вследствие тектонического вращения вокруг вертикальной оси, лежащей внутри коро-

вого блока. Первоначальная ориентация блока показана частично перекрытым контуром; существующая ориентация показана более жирным контуром; коровый блок был намагничен по палеомеридиану в направлении частично скрытой стрелки; вращение вокруг вертикальной оси имело результатом то, что палеомагнитное склонение повернулось по часовой стрелке на угол R в направлении, обозначенном стрелкой, построенной из центра блока; проекция (для этого и всех последующих глобальных проектирований) – ортогональная, с сеткой по широте и долготе в 30° . (с) Вращение корового блока вокруг эйлеровского полюса, внешнего относительно блока. Поворот на угол W вокруг внешнего эйлеровского полюса выражается в повороте палеомагнитного склонения на угол R и смещению террейна по направлению к полюсу на угол p .

На рис. 11.1b коровый блок вращается вокруг вертикальной оси, расположенной в пределах его границ; в процессе этого происходит лишь малое или не происходит вообще никакого чисто широтного движения. Намагниченность горных пород этого корового блока первоначально должна была быть направлена вдоль ожидаемого склонения в сторону палеомагнитного полюса PP . Но вращение вокруг вертикальной оси выражается в отклонении наблюдаемого склонения от ожидаемого на угол R .

Движения литосферных пластин можно описать как вращения вокруг *эйлерового полюса* (Cox and Hart, 1986). Тектоническое движение корового блока (например, далеко сдвинувшегося океанского плато) может подобным образом быть описано как вращение вокруг эйлерова полюса, который, в общем случае, расположен вне границ блока. Это иллюстрировано на рис. 11.1c, на котором показано, как коровый блок поворачивается на угол Ω вокруг эйлерова полюса. Вращение изменяет широту блока (на угловое расстояние p) и производит его вращение вокруг вертикальной оси (угол = R); из этого движения следуют и понижение наклонения и изменение склонения намагниченности пород блока.

Есть два основных метода анализа вращений вокруг вертикальной оси и широтных движений на основе палеомагнитных определений: на основе анализа направлений и анализа положений полюсов. Эти методы были развиты в работах: Beck (1976, 1980), Demarest (1983), and Beck et al. (1986). Решение необходимых уравнений даются в Приложении. В этом разделе мы постараемся только развить навык интуитивной оценки проблем анализа направлений и анализа положений полюсов.

В большинстве приложений мы хотим определить движение корового блока по отношению к внутренней части континента. Траектория кажущегося блуждания полюса (ТКБП) континента указывает, как этот континент двигался относительно оси вращения. Все палеомагнитные полюсы, которые составляют ТКБП, также служат опорными полюсами для определения движения коровых блоков. Каждый опорный полюс был построен посредством палеомагнитного изучения пород известного возраста из внутренних областей континента. Так что, в принципе, опорный полюс может использоваться, чтобы вычислить ожидаемое палеомагнитное направление (направление намагниченности) для пород этого возраста в любом пункте на континенте. Уравнения (53 – 61) в Приложении используются для этого вычисления.

Метод анализа направлений проиллюстрирован на рис. 11.2a и развит в Приложении (уравнения 62 – 67). Ожидаемое направление (I_x, D_x) просто сравнивается с вычисленным палеомагнитным направлением (I_o, D_o). Занижение наклонения F дается соотношением

$$F = I_x - I_o \quad (11.1)$$

а изменение склонения равно:

$$R = D_o - D_x \quad (11.2)$$

R считается положительным, когда D_o отклонен от D_x по часовой стрелке. Ожидаемые и определенные направления, оба, имеют соответствующие доверительные интервалы, так что F и R имеют 95%-ые доверительные интервалы ΔF и ΔR , соответственно. Тре-

буемые уравнения получены как уравнения (66) и (67) в Приложении. Результат анализа направлений обычно приводится в виде: $R \pm \Delta R$ и $F \pm \Delta F$. Вычисленное направление, которое значительно отклонено от ожидаемого направления ($F > \Delta F$ и/или $R > \Delta R$) является несогласным палеомагнитным направлением. Вычисленное направление, которое статистически неотлично от ожидаемого направления – согласное палеомагнитное направление.

Метод анализа положений полюсов проиллюстрирован на рис. 11.2b, а сопутствующая математика выведена как уравнения (A.68 – A.78) в Приложении. В этом методе сравниваются опорный полюс (ОП) континента и вычисленный полюс (ВП), определенный для корового блока, расположенного в географическом пункте S . Метод анализа положений полюсов использует анализ сферического треугольника с углами в S , ВП и ОП (рис. 11.2b). Угловое расстояние от S до ВП равно p_o , в то время как угловое расстояние от S до ОП равно p_r ; сравнение этих расстояний показывает, продвинулся ли блок к опорному полюсу или от этого полюса. Величина сдвига корового блока по направлению к полюсу p дается формулой:

$$p = p_o - p_r \quad (11.3)$$

и p положителен, если блок двигался к опорному полюсу (как показано на рис. 11.2b). Поворот вокруг вертикальной оси R , определяемый отклонением наблюдаемого полюса от опорного полюса, равен углу сферического треугольника в вершине S (уравнение (A.72)). Доверительные интервалы для опорных и наблюдаемых (вычисленных) полюсов определяют доверительные интервалы Δp и ΔR для p и R , соответственно. Так что результаты анализа положений полюсов даются как $p \pm \Delta p$ и $R \pm \Delta R$, и наблюдаемый полюс является несогласным, если его отклонение от опорного полюса статистически значимо.

Существенное положительное занижение наклона $F \pm \Delta F$ указывает на движение в направлении палеомагнитного полюса. Однако величина сдвига только косвенно дается углом F , потому что наклонение связано с палеоширотой посредством уравнения диполя (уравнение 1.15). Но существенный положительный сдвиг в направлении к полюсу $p \pm \Delta p$ является прямой мерой движения к опорному полюсу. Соответственно, мы будем использовать анализ положений полюсов для определения сдвига по направлению к полюсу $p \pm \Delta p$ при анализе палеоширотных движений. Для тектонических вращений вокруг близлежащей вертикальной оси величина угла поворота вокруг вертикальной оси $R \pm \Delta R$ может быть определена как методом анализа направлений, так и методом анализа положений полюсов. Большинство студентов находит метод направлений для анализа вращений вокруг вертикальной оси более интуитивно привлекательным, так что именно этот метод используется при рассмотрении примеров тектонических вращений вокруг вертикальной оси. Этим способом мы приобретем опыт работы обоими методами.

Перед переходом к примерам необходимо подчеркнуть важность палеомагнитных данных по коровому блоку и важность опорного полюса. Все, на что мы особо указали в предыдущих главах о качестве и количестве палеомагнитных данных вообще, применимо и к оценкам палеомагнитных данных для корового блока. Основные проблемы включают следующее:

1. Какова литология отобранных образцов пород, и являются ли эти породы точными палеомагнитными регистраторами?
2. Продемонстрировали ли тщательные эксперименты по размагничиванию выделения высокостабильной характеристической компоненты (*ChRM*)?
3. Какие структурные коррекции требуются и какие неопределенности сопровождают эти коррекции?
4. Что полевые испытания говорят о стабильности и возрасте *ChRM*?

5. Обеспечивает ли набор среднесайтовых направлений адекватную выборку для осреднения геомагнитных вековых вариаций?

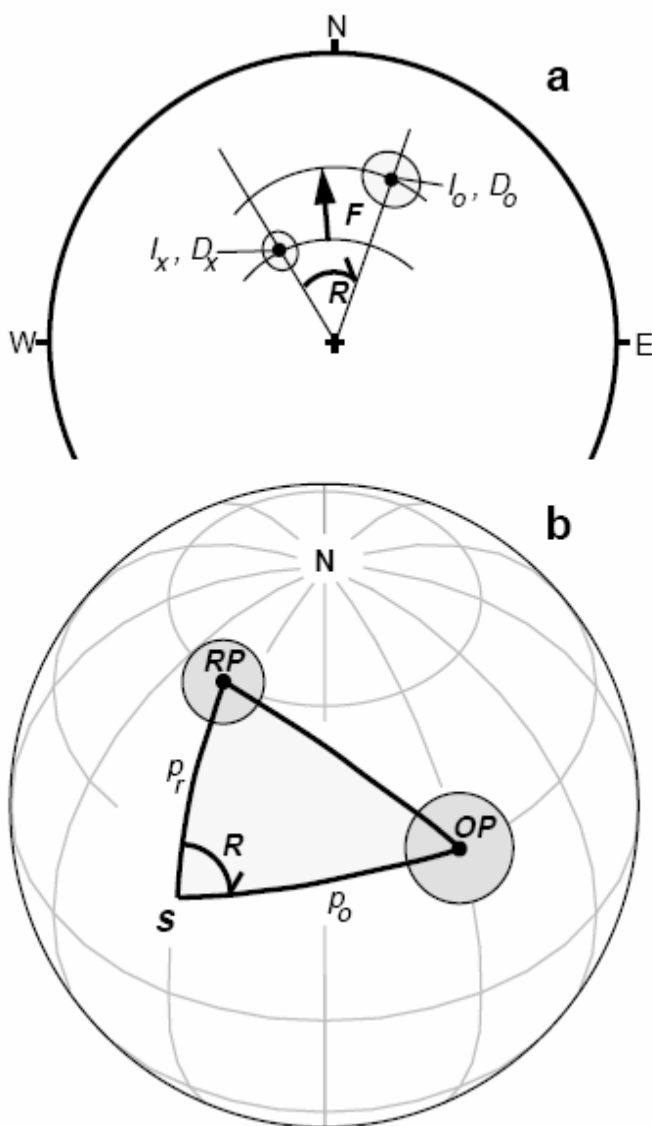


Рис. 11.2. Палеомагнитные расхождения между анализами направлений и положений полюсов. **(а)** Равноплощадная проекция наблюдаемого несогласия палеомагнитного направления с наклоном I_o и склонением D_o и ее сравнение с ожидаемым направлением с наклоном I_x и склонением D_x ; наблюдаемое направление ниже, чем ожидаемое направление, на угол F ($F = I_x - I_o$); наблюдаемое склонение смещено по часовой стрелке от ожидаемого склонения на угол поворота R . **(б)** Сравнение наблюдаемых и опорных палеомагнитных полюсов. Несогласный палеомагнитный полюс OP (наблюдаемый полюс) был вычислен на основе палеомагнитного анализа горных пород в месте отбора коллекции, обозначенном S ; RP – опорный палеомагнитный полюс; сферический треугольник с вершинами в S , OP и RP показан жирными линиями; p_r равно расстоянию вдоль большого круга от S до RP ; p_o – расстояние вдоль большого круга от S до OP ; смещение по направлению к полюсу: $p = p_o - p_r$; поворот вокруг вертикальной оси R равен углу сферического треугольника при его вершине S .

Ваше знание магнетизма горных пород и палеомагнетизма, полученное при чтении предыдущих глав, должно позволить Вам эффективно решить эти проблемы. Качество и количество палеомагнитных данных, использованных для изучения истории движения корового блока, должны быть не ниже, чем требуемые для определения (вычисления) положения палеомагнитного полюса по породам всего континента.

Поскольку все определения и анализы движения корового блока выполняются относительно опорного полюса (или ожидаемого направления, рассчитанного для опорного полюса), точность определения положения опорного полюса является крити-

чески важной. Погрешность в определении положения опорного полюса выражается непосредственно в неточности оценок движения корового блока. Как обсуждалось ранее в этой главе, построение ТКБП для континентов – продолжающийся процесс. Учет новых данных и применение новых методов анализа иногда приводит к существенным изменениям в ТКБП. Так что оценка точности определения положений опорных полюсов равна по важности оценке палеомагнитных данных для корового блока. Подходящий пример имеем в недавних исследованиях мезозойской ТКБП для Северной Америки и соответствующих следствиях для истории движения Кордильерских террейнов (Gordon et al., 1984; May and Butler, 1986).

ПОПЕРЕЧНЫЕ ГРЯДЫ, КАЛИФОРНИЯ: СИЛЬНОЕ МОЛОДОЕ ВРАЩЕНИЕ

Поперечные Гряды (the Transverse Ranges) южной Калифорнии направлены с востока на запад, они секут поперек идущие в основном с северо-запада на юго-восток Береговые Хребты и систему разломов Сан Андреас (рис. 11.3). Некоторые геологические наблюдения заставляют предположить, что Поперечные Гряды подверглись сильному вращению вокруг вертикальной оси. Например, Джонс и др. (Jones et al., 1976) отметили, что структуры в мезозойских породах Поперечных Гряд выровнены с востока на запад, тогда как подобные структуры в мезозойских породах от Орегона до Баха Калифорния ориентируются с севера на юг. Они заключили, что Поперечные Гряды подверглись сильному вращению вокруг вертикальной оси в течение мелового периода или в третичное время. Палеомагнетизм надежно подтвердил это предположение, а величина, возраст (молодой) и скорость вращения являются просто потрясающими. Наш первый пример применения палеомагнетизма к региональной тектонике – пионерская работа Камерлинга и Лайендайка (Kamerling and Luyendyk, 1979), которые продемонстрировали сильное вращение западных Поперечных Гряд по часовой стрелке.

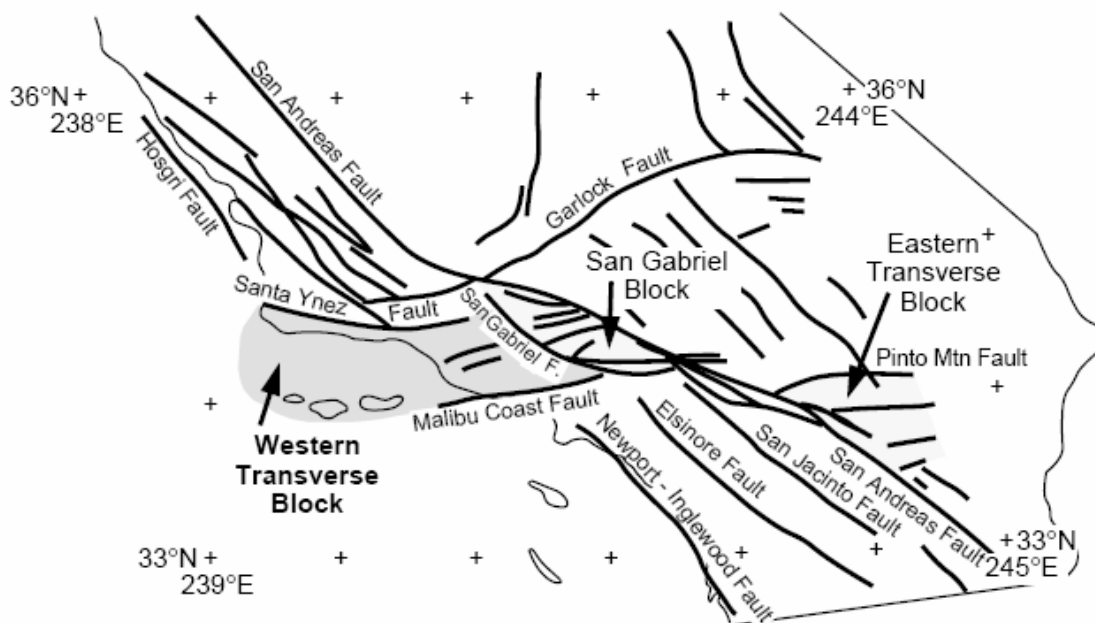


Рис. 11.3. Карта южной Калифорнии. Главные разломы неогена показаны жирными линиями; граница штата Калифорния показана тонкой линией; Поперечные Гряды показаны точечной штриховкой. Из Luyendyk et al. (1985) с разрешения Американского Геофизического Союза.

Вулканисты Конехо (Conejo Volcanics) – серия вулканических брекчий, туфобрекчий, подушечных лав и крупных андезитовых и базальтовых потоков, внедренных дайками, силлами²⁸ и гипабиссальными интрузиями. Эти вулканические породы были датированы *K-Ar* методом, их возраст лежит в диапазоне от 13,1 до 16,1 млн. лет. Камерлинг и Лайендайк (Kamerling and Luyendyk, 1979) отобрали палеомагнитные образцы из вулканитов Конехо, из обнажений в горах Санта-Моники и Холмах Конехо в западных Поперечных Грядах (среднее местоположение приблизительно 34°N, 241°E).

Пять-девять образцов были отобраны с каждого сайта (поток или дайка); вторичные компоненты *NRM* в общем случае удалялись размагничиванием в переменном поле с начальной амплитудой в диапазоне 100-600 Э (10-60 мТл); и большинство среднесайтовых направлений *ChRM* было определено с $\alpha_{95} < 8^\circ$. Пятнадцать среднесайтовых направлений из вулканитов Конехо гор Санта-Моники и Холмов Конехо проиллюстрированы на рис. 11.4а. Пять сайтов нормальной полярности имеют среднее направление $I = 43,9^\circ$, $D = 74,9^\circ$, в то время как десять сайтов обратной полярности имеют среднее направление $I = -50,1^\circ$, $D = 247,1^\circ$. Эти средние направления незначимо отличаются от антиподальных (для 5%-ого уровня значимости), так что среднесайтовые направления *ChRM* проходят тест инверсий. Дисперсия среднесайтовых направлений *ChRM* показывает, что геомагнитная вековая вариация была отобрана адекватно. Проведенные исследования палеомагнетизма и магнитных свойств пород указывают, что вулканиты Конехо дают надежную палеомагнитную запись направления геомагнитного поля для возраста ~15 млн. лет.

Если взять антиподальные направления для среднесайтовых по сайтам обратной полярности и усреднить эти 15 среднесайтовых направлений, то получим среднее по формации направление: $I_o = 47,6^\circ$, $D_o = 70,9^\circ$, $\alpha_{95} = 7,7^\circ$ (рис. 11.4b). Миоценовый опорный полюс для Северной Америки хорошо определен как $\lambda_r = 87,4^\circ\text{N}$, $\phi_r = 129,7^\circ\text{E}$, $A_{95} = 3,0^\circ$ (Hagstrum et al., 1987). Используя местоположение сайта в западных Поперечных Грядах, с помощью уравнений (A.53 – A.61) получаем ожидаемое миоценовое направление: $I_x = 52,4^\circ \pm 3,2^\circ$, $D_x = 357,1^\circ \pm 3,6^\circ$. Сравнение ожидаемых и наблюдаемых палеомагнитных направлений с использованием уравнений (A.62 – A.67) приводит к $R \pm \Delta R = 73,8^\circ \pm 9,6^\circ$ (рис. 11.4b). Камерлинг и Лайендайк (Kamerling and Luyendyk, 1979), таким образом, весьма уверенно продемонстрировали, что западные Поперечные Гряды действительно повернулись. По настоящему удивительным результатом было то, что в течение последних 15 млн. лет произошел поворот по часовой стрелке на ~70°.

Последующие работы Брюса Лайендайка (Bruce Luyendyk) и других исследователей расширили сбор палеомагнитных коллекций, включив более древние породы и другие регионы Поперечных Гряд и Пустыни Мохаве (Mojave). Эти результаты были просуммированы Лайендайком и др. (Luyendyk et al., 1985) и позволили обнаружить интересную картину вращений вокруг вертикальной оси в последние 20 млн. лет: (1) Сан Клементе, Санта-Барбара и острова Сан-Николаса не вращались, тогда как остров Санта Каталина повернулся на ~100° по часовой стрелке; (2) острова Северного Канала повернулись по часовой стрелке на 70° – 80°; (3) Гряда Санта Инес (Santa Ynez Range) повернулась по часовой стрелке на ~90°; и (4) коровый блок между разломами Сан Габриэль и Сан Андреас повернулся по часовой стрелке на ~35°. Позднеолигоценовая реконструкция южной Калифорнии на рис. 11.5 иллюстрирует интерпретацию этого случая вращений, развитую Лайендайком и др. (Luyendyk et al., 1985). Поперечные Гряды реконструированы в ориентации север-юг и окружены системой праволатеральных ударно-сбросовых разломов (right-lateral strike-slip faults), ориентированных с северо-запада на юго-восток. Фрагменты коры Поперечных Гряд отделены леволатеральными ударно-сбросовыми разломами, и эти фрагменты поворачивались по ча-

²⁸Силл – пластовая интрузия

совой стрелке по мере того, как весь регион в целом подвергся правому сдвигу, вызванному взаимодействием между Тихоокеанской и Североамериканской плитами.

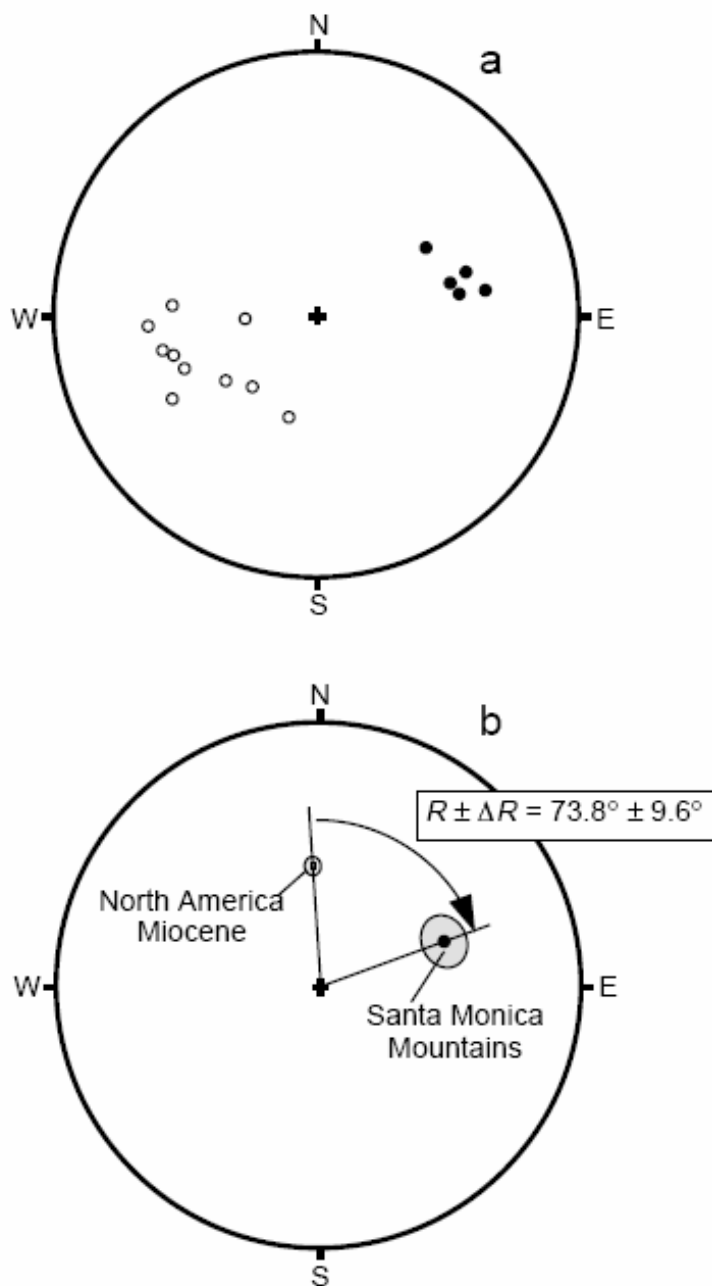


Рис. 11.4. (а) Равноплощадная проекция средних направлений *ChRM* для вулканитов Конехо гор Санта-Моники из западных Поперечных Гряд. Направления в нижнюю полусферу показаны черными кружками; направления в верхнюю полусферу показаны полыми кружками. (б) Сравнение несогласного среднего по формации направления *ChRM* для вулканитов Конехо Гор Санта-Моники с ожидаемым направлением, рассчитанным по миоценовому опорному полюсу для Северной Америки. Данные от Kammerling and Luyendyk (1979) с разрешения Геологического Общества Америки.

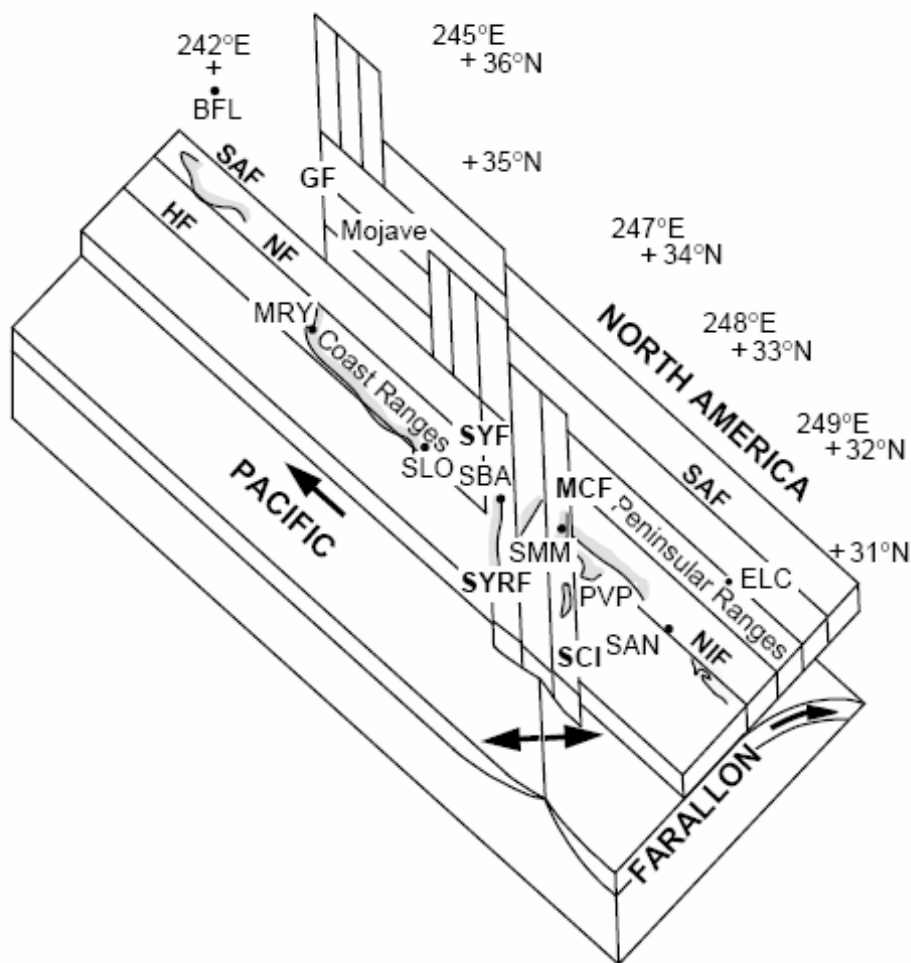


Рис. 11.5. Схематическая реконструкция южной Калифорнии в позднем олигоцене. Тихоокеанская плита движется на северо-запад, а плита Фараллон испытывает погружение (subducting) под плиту Северной Америки; раздел плит Тихоокеанской и Фараллон на Восточно-Тихоокеанском Поднятии показан расходящимися стрелками; коровые фрагменты разделены ударно-сбросовыми разломами, включая: SAF = разлом Сан Андрес; NF = разлом Nacimiento; HF = разлом Hosgri; GF = разлом Garlock; SYF = разлом Santa Ynez; SYRF = разлом Santa Ynez River; MCF = разлом Malibu Coast; SCI = разлом Santa Cruz; NIF = разлом Newport- Inglewood; обозначения названий мест: BFL = Бейкерсфилд; MRJ = Monterey; SLO = Сан Луис Обиспо; SBA = Санта-Барбара; SMM = Santa Monica Mountains; PVP = Palos Verdes Peninsula; SAN = Сан-Диего; ELC = El-Centro. Из Luyendyk et al. (1985) с разрешения Американского Геофизического Союза.

Конечно, много вопросов о кинематике и динамике коровых вращений в южной Калифорнии остается, и они будут еще обсуждаться в течение некоторого времени. Но палеомагнитные определения неогеновых вращений очень сильно заострили эти вопросы и стали важным вкладом в понимание тектонического развития этого сложного региона.

ВУЛКАНИТЫ ГОБЛА (GOBLE): БОЛЕЕ ДРЕВНЕЕ МАЛОЕ ВРАЩЕНИЕ

Рис. 11.6 иллюстрирует случай несогласных палеомагнитных склонений, обнаруженный на северо-западе тихоокеанского региона США. Кокс (Cox, 1957) измерил палеомагнитное склонение в эоценовых вулканитах реки Силетц (Siletz River) орегонской Береговой Гряды, и оно оказалось восточнее ожидаемого направления. Но в то время ожидаемое эоценовое направление было плохо известно, и тектоническая значимость этого раннего результата не была достаточно оценена. Впоследствии Симпсон и Кокс (Simpson and Cox, 1977) подтвердили, что в Орегоне Береговая Гряда повернулась по часовой стрелке на $\sim 70^\circ$, начиная с эоцена. В последующие годы палеомагнитные исследования позволили весьма подробно изучить пространственно-временную картину вращений по часовой стрелке на тихоокеанском северо-западе США. Соответствующие тектонические модели становились более изощренными и лучше определенными по мере того, как возрастал объем палеомагнитных результатов. Недавние тектонические синтезы приведены в работах Уэллса и Коу (Wells and Coe, 1985), Громме и др. (Grommé et al., 1986), и Уэллса и Хеллера (Wells and Heller, 1988). Наш следующий пример приложения палеомагнетизма к региональной тектонике – палеомагнитное изучение вулканитов Гобла с юго-запада Вашингтона, выполненное в работе Бэка и Бёрра (Beck and Burr, 1979) (помечено GV на рис. 11.6).

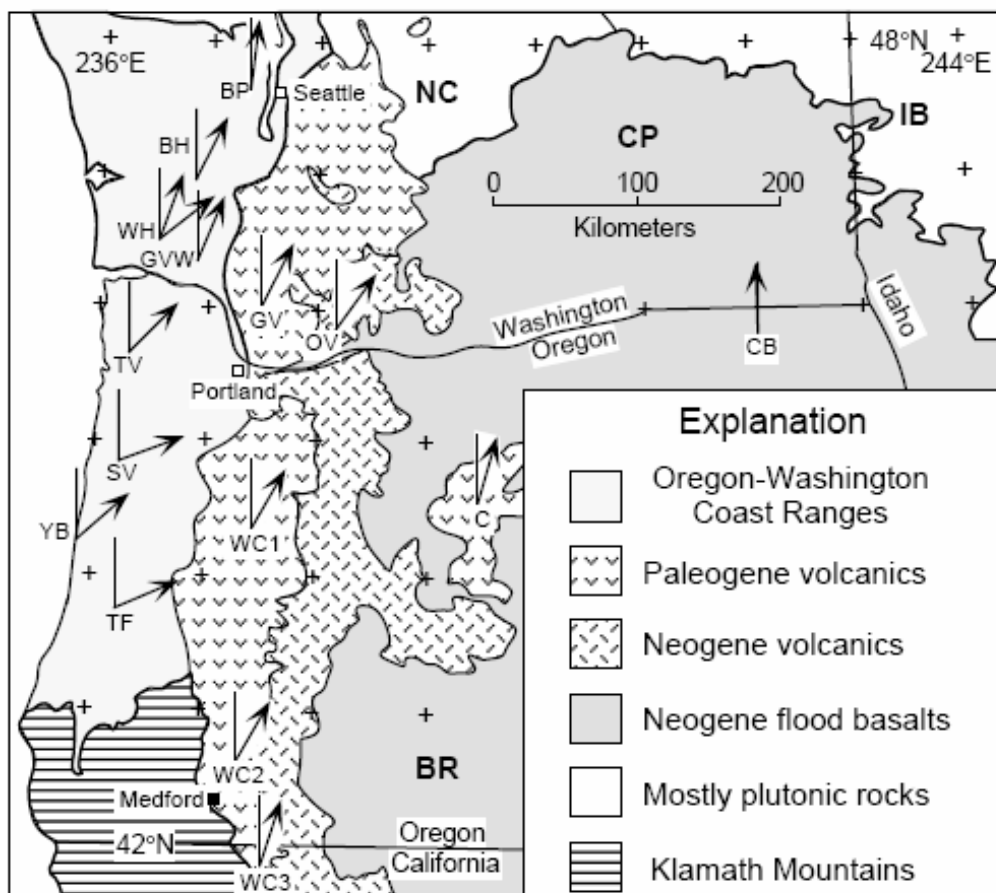


Рис. 11.6 Геологические и физиографические области Тихоокеанского Северо-запада. Ожидаемые и наблюдаемые палеомагнитные склонения сравниваются для изученных сайтов кайнозойских слоистых пород; ожидаемые склонения показаны линиями, направленными к северу; наблюдаемые склонения показаны стрелками; обозначения объектов палеомагнитных исследований: CB = Базальты группы реки Колумбия (данные скомпилированы Grommé et al., 1986); C = Формация Clarno (Grommé et al., 1986); OV = Вулканиты Ohanapecosh (Bates et al., 1981); GV = Вулканиты Гобла (Beck and Burr, 1979); GVW = Вулканиты Гобла (Wells and Coe, 1985); WH = Формация Crescent (Wells

and Coe, 1985); ВН = Формация Crescent (Globberman et al., 1982); ВР = Формация Crescent (Beck and Engebretson, 1982); TV = Вулканиды Tillamook (Magill et al., 1981); SV = Вулканиды Siletz River (Simpson and Cox, 1977); YB = Базальты Yachats (Simpson and Cox, 1977); TF = Формации Tye и Flournoy (Simpson and Cox, 1977); WC1&WC2 = Вулканиды Western Cascades (Magill and Cox, 1980); WC3 = Вулканиды Western Cascades (Beck et al., 1986); геологическая/физиографическая провинции включают: NC = Северные каскады; IB = Батолит Айдахо; CP = Плато Колумбия; BR = Бассейны и Гряды. Из Grommé и др. (1986) с разрешения Американского Геофизического Союза.

Вулканиды Гобла сложены субаэральными андезитовыми и базальтовыми потоками с небольшими добавками пирокластических отложений и осадочных пород, которые являются частью вулканической дуги, предварявшей современную Каскадную дугу. *K-Ar* возраст лежит в диапазоне от 32 до 45 млн. лет (от позднего эоцена до раннего олигоцена). Бэк и Бёрр (Beck and Burr, 1979) приводят палеомагнитные результаты для 392 образцов, отобранных из 42 потоков. Исследованные потоки это, в основном, массивные потоки толщиной от 1 м до 30 м. Некоторые потоки имеют падения до 25°, но для большинства потоков падения меньше, чем 10°. Недостаток осадочных прослоев и недостаточная хорошая обнажений обуславливают интересное осложнение. Действительно ли наблюдаемые падения обусловлены тем, что потоки изливались на наклонные поверхности, и поэтому эти падения первичны? Или потоки были первоначально горизонтальны, а современные падения – результат последующего тектонического движения? Геологические наблюдения не обеспечивают ясных свидетельств относительно того, должны ли наблюдаемые палеомагнитные направления быть структурно исправлены, чтобы быть в согласии с местным падением отобранных потоков. Палеомагнитные данные также не решают проблему. Сходимость среднесайтовых направлений *ChRM* улучшается после выполнения структурных коррекций, но улучшение не является статистически значимым (k возрастает от 27,45 до 30,54). К счастью, наблюдаемые падения в основном невелики, а регион отбора образцов достаточно большой, чтобы измеренные падения оказались распределены беспорядочно. Так что никакого систематического уклона структурными исправлениями не вносится, и в заключительном анализе Бэк и Бёрр (Beck and Burr, 1979) использовали структурно исправленные среднесайтовые направления.

Магнетизм вулканитов серии Гобла оказался довольно простым, так что размагничивание переменным полем успешно выделило направления *ChRM* для большинства потоков. Результаты для четырех сайтов были отброшены, потому что среднесайтовые направления *ChRM* имели $\alpha_{95} > 15^\circ$. Результаты по еще одному сайту были отброшены из-за того, что отклоненное направление его *ChRM* и петрологические характеристики говорят, что он принадлежит более молодой вулканической серии. Результирующие 37 среднесайтовых направлений *ChRM* показаны на рис. 11.7а, причем направления обратной полярности, обращены относительно центра равноплощадной проекции.

28 сайтов нормальной полярности имеют среднее направление $I = 58,7^\circ$, $D = 19,0^\circ$, $\alpha_{95} = 5,4^\circ$. Среднее по девяти сайтам обратной полярности ($I = -54,6^\circ$, $D = 197,7^\circ$, $\alpha_{95} = 7,8^\circ$) указывает, что среднесайтовые направления *ChRM* прошли тест инверсий. Наблюдаемое среднее по формации направление составляет $I_o = 57,5^\circ$, $D_o = 18,5^\circ$, $\alpha_{95} = 4,3^\circ$ (рис. 11.7а). Анализ среднесайтовых *VGP* дает наблюдаемый полюс $\lambda_o = 75,5^\circ\text{N}$, $\phi_o = 345,5^\circ\text{E}$, $A_{95} = 5,5^\circ$; оценка угла стандартного отклонения ($S = 19,2^\circ$) соответствует адекватному осреднению вековой вариации.

Для вычисления ожидаемого направления мы используем среднетретичный (20 – 40 млн. лет) опорный полюс, вычисленный Дилом и др. (Diehl et al., 1988) и находящийся в точке $\lambda_r = 81,5^\circ\text{N}$, $\phi_r = 147,3^\circ\text{E}$, $A_{95} = 2,4^\circ$. Для места отбора образцов (46°N , $237,5^\circ\text{E}$) ожидаемое средне-третичное направление есть: $-I_x = 63,7^\circ \pm 1,9^\circ$, $D_o = 347,9^\circ \pm 3,4^\circ$. На рис. 11.7б это ожидаемое среднетретичное направление сравнивается с наблю-

даемым средним по формации направлением для вулканической серии Гобла. Главный результат состоит в том, что наблюдаемое склонение является явно несогласным, с $R \pm \Delta R = 30,6^\circ \pm 6,9^\circ$. Это палеомагнитное исследование, таким образом, выявило еще одно важное ограничение на пространственно-временную картину тектонических вращений вокруг вертикальной оси на Тихоокеанском Северо-западе.

Интересный дополнительный вывод из палеомагнитного анализа вулканической серии Гобла состоит в том, что отмечено ее статистически значимое смещение по направлению к полюсу; анализ направлений дает $F \pm \Delta F = 6,2^\circ \pm 3,8^\circ$, в то время как анализ положения полюса приводит к $p \pm \Delta p = 5,3^\circ \pm 4,8^\circ$. Мы обсудим этот результат в разделе Предостережений и Итогов.

Еще один результат, иллюстрируемый этим примером, – ограниченная точность определения характеристик поворотов вокруг вертикальной оси относительно среднего по формации направления. В общем случае, из-за дисперсии среднесайтовых направлений, обусловленной требованиями к осуществлению выборки геомагнитных вековых вариаций, даже в лучшем случае среднее по формации направление редко может определяться с $\alpha_{95} < 5^\circ$. Последующая оценка доверительного интервала для ожидаемого направления заставляет прийти к заключению, что среднее по формации направление лишь редко позволяет определить поворот вокруг вертикальной оси с доверительным интервалом ΔR , меньшим, чем 10° .

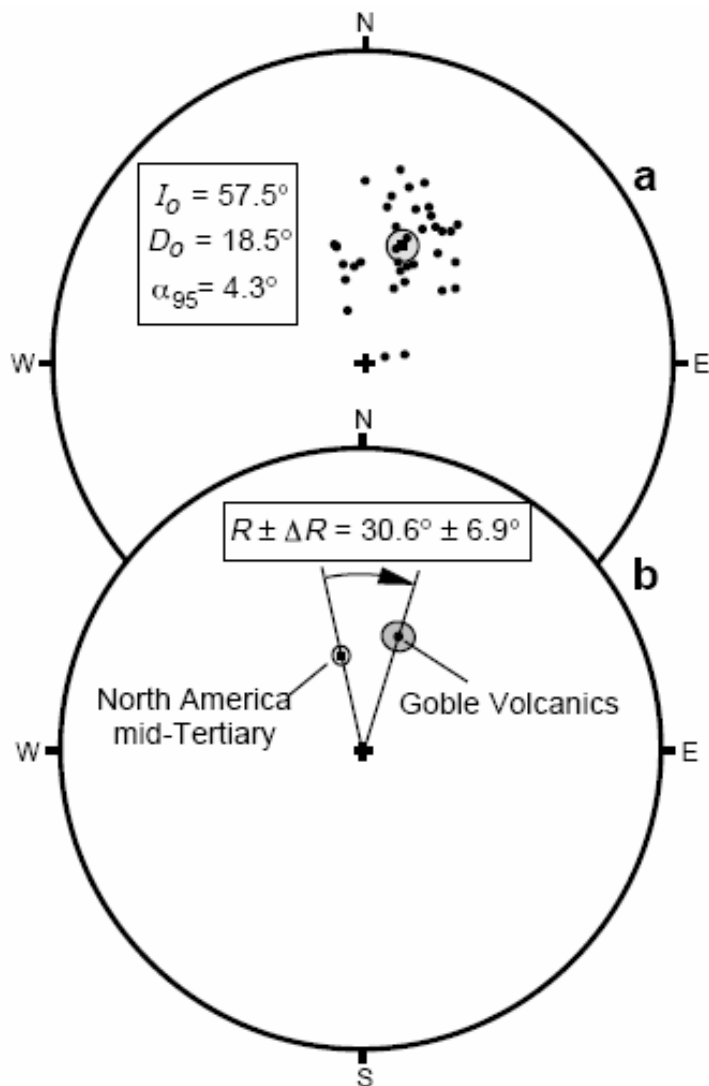


Рис. 11.7. (а) Равноплощадная проекция среднесайтовых направлений для *ChRM* вулканической серии Гобла с юго-запада Вашингтона. Направления для сайтов обратной полярности были обращены (инвертированы) относительно центра проектирования; все направления лежат в нижней полусфере; среднее по формации *ChRM*-направление надписано и показано сплошным квадратиком, окруженным пунктирным доверительным интервалом α_{95} . **(б)** Сравнение несогласного среднего по формации направления *ChRM* для вулканической серии Гобла с ожидаемым направлением, рассчитанным по среднетретичному опорному полюсу для Северной Америки. Данные, предоставленные М. Beck.

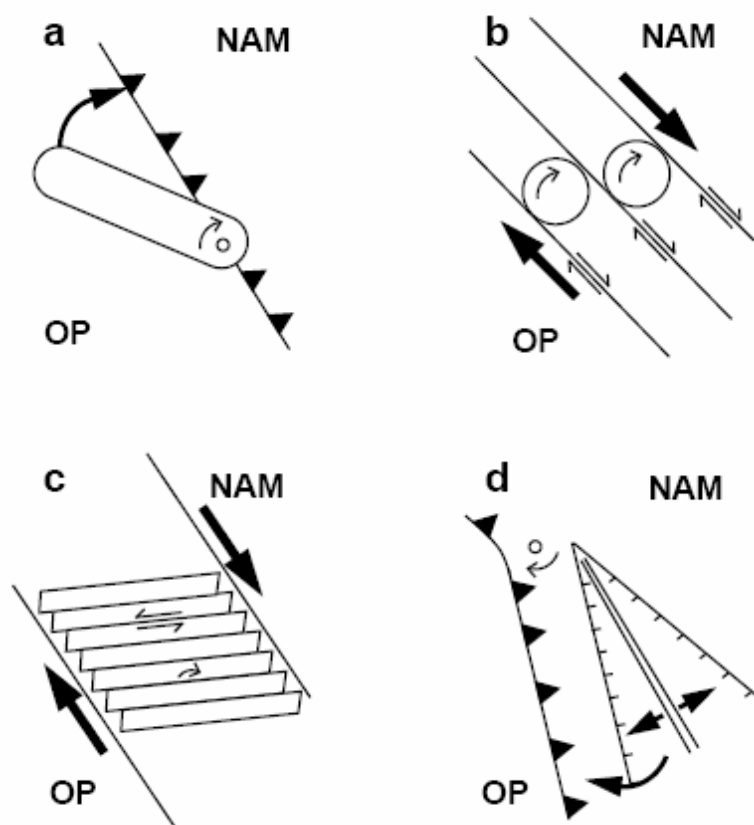
Широко простирающиеся одиночные потоки могут служить хорошими регистраторами дифференциального вращения региона, который они покрывают, вокруг вертикальной оси. Мэджил и др. (Magill et al., 1982) представили результаты палеомагнитного изучения Помонских складок базальтов Седловых гор (Pomona Member of the Saddle Mountains Basalt). Этот поток излился ~12 млн. лет назад из источника в западном Айдахо и преодолел > 400 км по пути к Тихоокеанскому побережью. В Береговых Грядах юго-западного Вашингтона этот поток также известен как Базальт Pack Sack Lookout. Этот метод "отдельных потоков" позволяет избежать необходимости осреднения геомагнитной вековой вариации и обеспечивает выделение поворотов вплоть до 5°. Мэджил и др. (Magill et al., 1982) оказались способны обнаружить 15°-ный поворот Береговой Гряды по часовой стрелке относительно Плато Колумбия, происшедший в последние 12 млн. лет.

Уэллс и Хеллер (Wells and Heller, 1988) скомбинировали дополнительные результаты, полученные методом отдельных потоков, с анализом геологических и палеомагнитных ограничений на историю вращения Тихоокеанского Северо-запада. Они заключили что:

1. Вращение океанских микроплит в их ходе присоединения к континентальной окраине (рис. 11.8a) не было главным механизмом вращения вокруг вертикальной оси на Тихоокеанском Северо-западе.
2. Распределение правого сдвига между океанскими плитами и Североамериканской плитой в зоне шириной 100 – 200 км обеспечивает, по крайней мере, 40% поворота Береговых Гряд, происшедшего в последние 15 млн. лет. Здесь привлечены механизмы, подобные таковым из рис. 11.8b и 11.8c. Размеры когерентно вращающихся коровых блоков (например, шары в модели шаровых опор с рис. 11.8b) составляют ~20 км (Wells and Coe, 1985).
3. Уменьшающееся к северу степени расширение в Провинции Бассейнов и Гряд на востоке Каскадной Дуги (рис. 11.8d) обеспечивает остальную часть (до 60 %) поворота Береговых Гряд за последние 15 млн. лет.

Из этих примеров становится ясно, что палеомагнетизм эффективен при изучении тектонических вращений вокруг вертикальной оси. Этот тектонический процесс весьма трудно обнаружить другими методами. Растущий список примеров указывает, что тектонические вращения вокруг вертикальной оси – один из основных тектонических процессов в ходе континентальной деформации.

Рис. 11.8. Схематические тектонические модели вращения коровых блоков вдоль западной континентальной окраины Северной Америки. ОР = океанская плита; НАМ = Североамериканская плита. **(a)** Вращение в ходе наклонной коллизии (столкновения); центр вращения показан маленьким кружком; зубцы "находятся" на доминирующей плите. **(b)** модель шаровых опор (шарикоподшипника) для поперечных сдвигов, распределенных между идущими один за другим поперечны-



ми ударными разломами скольжения. **(c)** модель вращающихся панелей для поперечных сдвигов, расположенных между идущими один за другим поперечными ударными разломами скольжения; маленькая стрелка показывает поворот группы по часовой стрелке. **(d)** Вращение за счет асимметричного расширения континента внутри зоны субдукции; зона расширения показана расходящимися стрелками; центр вращения показан маленьким кружком. Из Wells and Heller (1988) с разрешения Геологического Общества Америки.

РАНГЕЛИЯ В АЛЯСКЕ: ДАЛЕКО ПРОДВИНУВШИЙСЯ ТЕРРЕЙН

Рангелия (Wrangellia) – тектоностратиграфическая группа пластов (террейн), обнажающаяся вдоль западных Кордильер от восточного Орегона до Аляски (рис. 11.9). Джонс и др. (Jones et al., 1977) ввели понятие Рангелии, объединяющее позднекаменноугольные-раннепермские дуги вулканических пород андезитового состава, средне- и поздне триасовые толеитовые (tholeiitic²⁹) базальтовые потоки и подушечные лавы (включая Nikolai Greenstone на Аляске) и поздне триасовые платформенные карбонаты. Рангелия интерпретируется как древняя островная дуга и/или океанское плато, которое было расчленено и рассеяно вдоль Североамериканской континентальной окраины. Рангелия была предметом интенсивного палеомагнитного исследования. Список соответствующих публикаций включает Hillhouse (1977), Yule and Irving (1980), Hillhouse et al. (1982), Hillhouse and Grommé (1984) и Panuska and Stone (1981, 1985).

Чтобы определить историю движения в деталях, потребовалось бы знание полной ТКБП для Рангелии. Но террейны обычно отображают ограниченные геологические временные интервалы, а горные породы часто деформированы или подверглись химическому или термо- перемагничиванию. Так что мы редко имеем больше, чем один или два палеомагнитных полюса, на основе которых можно расшифровать историю движения. Наш заключительный пример приложения палеомагнетизма к региональной тектонике есть случай палеомагнитного исследования перемещенных террей-

²⁹ Толеит – эффузивная порода из местности Толей между Сааром и Рейном, подобна долериту или диабазу...

нов. Пример этого – первое палеомагнитное исследование Рангелии Хиллхаузом (Hillhouse, 1977).

Палеомагнетизм Nikolai Greenstone

The Nikolai Greenstone (Николаи Гринстоун) обнажен по южному флангу Гор Wrangell на юге центральной Аляски (рис. 11.9). Стратиграфическая мощность этого разреза, состоящего главным образом из потоков субаэральных толеитовых базальтов, достигает 3000 м. Потоки базальта заключены, как в скобки, в осадочные породы, содержащие окаменелости, которые указывают для Николаи Гринстоун средне-поздний триасовый (Ladinian/Carnian) возраст. Hillhouse (1977) представил палеомагнитные результаты по 126 кернам, отобраным в пяти сайтах Николаи Гринстоун. Образцы были отобраны в 1962 г., и схема их отбора не вполне удовлетворяет современным стандартам: только по два керна были взяты из каждого базальтового потока. Однако, в целом, было отобрано достаточное число кернов, и тесты стабильности указывают, что результирующие данные надежны. Последующий палеомагнитный анализ близлежащих частей Wrangellia также подтвердил первоначальные результаты.

Магнетизм пород Николаи Гринстоун был детально исследован. Термомагнитные эксперименты в сильных полях выявили температуры Кюри от 570° до 580°C, указывая, что бедный титаном титаномагнетит является доминирующим ферромагнитным минералом (Глава 4). Эксперименты по постепенному тепловому размагничиванию выделили две *NRM*-компоненты: вторичную компоненту с блокирующей температурой (T_B) < 250°C, и *ChRM* с T_B в интервале 505–580°C. Более поздняя работа Hillhouse and Grommé (1984) выявила *ChRM*, блокированную выше 580°C в образцах, содержащих гематит, образовавшийся в результате высокотемпературного вторичного окисления. Размагничивание переменным полем было использовано для большинства образцов; размагничивание полем до 400 Э (40 мТл) обычно удаляло вторичную *NRM*-компоненту, субпараллельную направлению современного геомагнитного поля. Вторичная *NRM* была интерпретирована как *VRM*, в то время как *ChRM* была интерпретирована как первичная *TRM*.

Из-за невозможности надежно выделить *ChRM*, результаты по ~30 образцам были отброшены. Для одного места отбора потоки как нормальный, так и обратной полярностей были обнаружены в последовательности 27 потоков; направления *ChRM* этого места отбора прошли тест инверсий. Различия в залегании пластов между местами отбора позволяют проведение теста складки. Фактически, средние по месту отбора направления *ChRM* для Николаи Гринстоун использованы на рис. 5.12 для иллюстрации теста складки. Эти направления были использованы снова в Главе 6 как пример статистической оценки теста складки. Направления *ChRM* преодолевают тест складки (5%-ый уровень значимости), и структурно исправленные средние по месту отбора направления *ChRM* показаны на рис. 5.12. Так что свидетельства магнетизма пород и палеомагнетизма настоятельно поддерживает интерпретацию, согласно которой *ChRM* базальтовых потоков Николаи является первичной *TRM*.



Рис. 11.9. Тектоностратиграфические террейны Североамериканских Кордильер. Область темной точечной штриховки в южной Аляске – террейн Wrangellia, содержащий объект Николаи Гринстоун. Определения и описания террейнов могут быть найдены в Coney (1981). Из Coney (1981).

Для того, чтобы определить положение палеомагнитного полюса для Николаи Гринстоуна (Nikolai Greenstone), Hillhouse (1977) осреднил *ВГП* по 50 потокам. Результирующий полюс ($\lambda_0 = 2,2^\circ\text{N}$, $\phi_0 = 146,1^\circ\text{E}$, $A_{95} = 4,8^\circ$) показан на рис. 11.10. Соответствующий опорный полюс для позднего триаса это – полюс, полученный по формации Chinle (Reeve and Helsley, 1972; рис. 11.10). (Формация Chinle моложе, чем Николаи

Гринстоун, но не настолько, что это влияет на главные выводы.) Использование для анализа метода положений полюсов (уравнения (68–78) дало для вращения вокруг вертикальной оси - $R \pm \Delta R = -80,3^\circ \pm 7,8^\circ$. Этот результат показывает, что поворот на $\sim 80^\circ$ против часовой стрелки вокруг вертикальной оси объясняет отклонение против часовой стрелки наблюдаемого полюса (полюс Николаи Гринстоуна) от опорного полюса (полюс Chinle). Но исправление за это вращение вокруг вертикальной оси не совмещает наблюдаемого полюса с опорным полюсом.

Расстояние вдоль большого круга от гор Wrangell до опорного полюса ($p_r = 56,5^\circ$) меньше, чем расстояние до наблюдаемого полюса ($p_o = 79,3^\circ$). Перенос Николаи Гринстоун по направлению к полюсу объясняется просто различием в $22,8^\circ$ между p_o и p_r (уравнение (11.3)). Чтобы наблюдаемый и опорный полюсы совпали, необходимо переместить Николаи Гринстоун (к которому наблюденный полюс привязан) на юг вдоль западной окраины Северной Америки на $22,8^\circ$. Этот результат указывает, что Николаи Гринстоун был, видимо, намагничен в среднем-позднем триасе на более низкой палеошироте, чем его современное местоположение. Между средним-поздним триасом и настоящим временем Николаи Гринстоун был перенесен к полюсу Chinle ($\sim$ в северном направлении) на $22,8^\circ$ (~ 2500 км).

Оценка доверительных интервалов для опорного и наблюдаемого полюсов дает: $p \pm \Delta p = 22,8^\circ \pm 6,8^\circ$ (уравнения А.76–А.78). Основной вывод, что Николаи Гринстоун образовался (возник) далеко к югу от его современного местоположения, представляется весьма естественным. Однако угол $22,8^\circ \pm 6,8^\circ$ не обязательно – истинная величина смещения Николаи Гринстоун по направлению к полюсу. На самом деле, это – минимальное требуемое смещение!

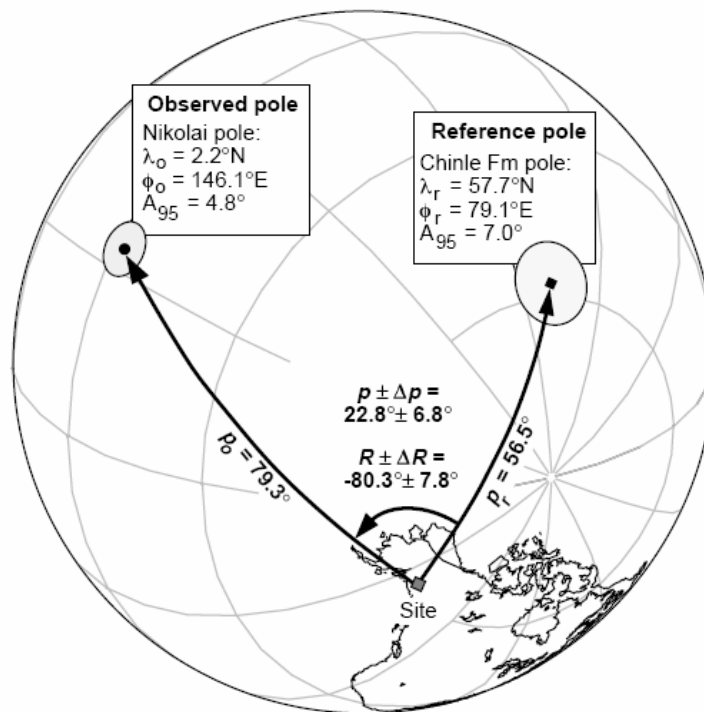


Рис. 11.10. Сравнение палеомагнитного полюса для Николаи Гринстоун в среднем-позднем триасе с опорным палеомагнитным полюсом по формации Chinle. Палеомагнитный полюс по Николаи Гринстоун показан черным кружком; палеомагнитный полюс по формации Chinle показан черным квадратиком; местоположения полюсов и 95%-ые радиусы доверия (A_{95} , показанные пунктирными кружками) приведены в рамках; пункт отбора (сайт) на Аляске показан маленьким пунктирным квадратиком; p_o = расстояние по большому кругу от сайта до наблюдаемого палеомагнитного полюса; p_r = расстояние вдоль большого круга от сайта до опорного палеомагнитного полюса; подразумеваемый перенос $p \pm \Delta p$ Николаи Гринстоун по направлению к полюсу есть:

$p_o - p_r = 22,8^\circ \pm 6,8^\circ$; подразумеваемое вращение вокруг вертикальной оси $R \pm \Delta R$ есть поворот против часовой стрелки на $80,3^\circ \pm 7,8^\circ$.

Неоднозначность определения полярности палеополя (в какой полусфере?)

Рисунок 11.11 иллюстрирует то, что имеют в виду, когда говорят о *неоднозначности определения полярности палеополя* (The hemispheric ambiguity). Средний-поздний триас это – время частых инверсий геомагнитного поля (рис. 9.11), и Николаи Гринстоун содержит потоки и нормальной, и обратной полярностей. Для верхнепалеозойских или более молодых горных пород севера Северной Америки, мы знаем, породы нормальной полярности имеют положительное наклонение, а породы обратной полярности имеют отрицательное наклонение. Но для далеко пропутешествовавшего террейна, это различие не столь очевидно. Как показано на рис. 11.11, положительное наклонение демонстрируют как намагниченности, направленные в северную полусферу во время интервалов нормальной полярности (рис. 11.11a), так и намагниченности, направленные в южное полушарие в течение интервала обратной полярности (рис. 11.11b). Так что неясно, являются ли потоки Николаи Гринстоун с положительными наклонениями потоками периода нормальной полярности, намагниченными в северном полушарии, или они являются потоками, образовавшимися в поле обратной полярности, но намагниченными в южном полушарии.

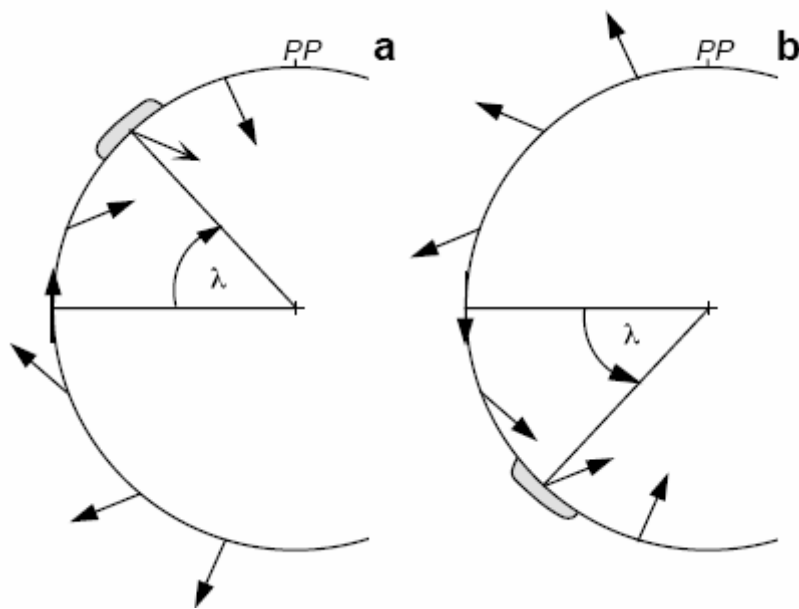


Рис. 11.11. Неоднозначность определения полярности палеополя. Положительное наклонение *ChRM* может означать либо **(a)** намагничивание в северном полушарии в течение интервала нормальной полярности, либо **(b)** намагничивание в южном полушарии в течение интервала обратной полярности.

Палеогеографическая карта, показанная Hillhouse (1977), помещает Николаи Гринстоун в северном полушарии. Этот выбор требует его минимального сдвига по направлению к полюсу. Hillhouse (1977) обосновал выбор северного полушария “принципом минимального абсурда”. Вывод о сдвиге Николаи Гринстоун на 2500 км по направлению к полюсу – довольно потрясающий результат; лучше всего не удивлять далее читателя возможностью того, что Николаи Гринстоун, возможно, образовался в южном полушарии и затем был перенесен больше, чем на 5000 км к его современному местоположению. В конкретном особом случае Рангелии (Wrangellia) большинство исследователей одобрило ее образование в северном полушарии (например, Panuska and Stone, 1981).

Средне-позднетриасовая палеогеографическая карта с Северной Америкой, Южной Америкой и Николаи Гринстоун, помещенными в свои средне-позднетриасовые положения, приведена на рис. 11.12. Эта карта была построена следующим образом:

1. Северная Америка и Южная Америка были помещены в их надлежащие относительные положения путем закрытия Атлантического океана, так что восстанавливается эта часть Пангеи.
2. Полюс географической сетки был повернут к опорному полюсу (полюс Chinle). Эта операция воссоздает среднее-позднетриасовое распределение палеоширотных линий поперек Северной Америки и Южной Америки. Будем помнить, что мы не имеем прямого контроля палеодолготы, так что абсолютные величины палеодолготы неизвестны.
3. Расстояние вдоль большого круга от Николаи Гринстоун до его палеомагнитного полюса ($p_o = 79,3^\circ$; рис. 11.10) равно его палеокошироте. Согласно гипотезе геоцентрического диполя, оно является также палеоширотным расстоянием от Николаи Гринстоун до палеогеографического полюса. Так что палеоширота Николаи Гринстоун равна $90^\circ - p_o = 10,7^\circ$. Возвращаясь к *неоднозначности определения полярности палеополя*, понимаем, что эта палеоширота может оказаться или $10,7^\circ\text{N}$ или $10,7^\circ\text{S}$. Эти палеошироты показаны на рис. 11.12. Как обсуждается в Приложении, доверительный интервал для относительного палеоширотного положения Николаи Гринстоун и Северной Америки составляет $\Delta p = 6,8^\circ$, и эти интервалы показаны заштрихованными палеоширотными поясами на рис. 11.12.

С такой палеогеографической картой мы получаем картину с минимальным сдвигом Николаи Гринстоун. Мы не можем определить величину долготного движения. Отметим, что средне-позднетриасовая палеоширота гор Wrangell составляет $33,5^\circ\text{N}$; это – ожидаемая палеоширота. Минимальное различие между ожидаемыми и наблюдаемыми палеоширотами составляет $33,5^\circ\text{N} - 10,7^\circ\text{N} = 22,8^\circ$. Это, конечно, и есть величина смещения по направлению к полюсу, определенная выше. Палеомагнитное исследование Hillhouse (1977), таким образом, обеспечивает реалистический практический пример того, как палеомагнетизм используется для определения сдвига террейнов по направлению к полюсу относительно континентов, частью которых они теперь стали.

ПРЕДОСТЕРЕЖЕНИЯ И РЕЗЮМЕ

Это обсуждение приложений палеомагнетизма к региональной тектонике закончим несколькими комментариями относительно специальных проблем. Одно специальное соображение – потенциальная возможность решения проблемы *неоднозначности определения полярности палеополя*, которая обусловлена существованием суперхронов полярности. Если горные породы потенциально далеко пропутешествовавшего корового блока имеют возрасты в пределах суперхрона полярности, полярность намагниченности этих пород известна. Например, рассмотрим породы некоего корового блока с возрастными в пределах мелового суперхрона нормальной полярности ($\sim 118 - \sim 83$ млн. лет; рис. 10.11). Среднее по формации направление $ChRM$ с положительным наклоном указало бы северную палеошироту для этих пород, в то время как отрицательное наклонение указывает на происхождение в южном полушарии. Противоположная ситуация имеет место для пермо-каменноугольного суперхрона обратной полярности, другого хорошо известного в фанерозое суперхрона полярности.

Решение проблемы *неоднозначности определения полярности палеополя* для далеко пропутешествовавших коровых блоков этим “методом суперхронов” оказалось трудным. Альварес и др. (Alvarez et al., 1980) и Тардуно и др. (Tarduno et al., 1986) нашли отрицательные наклонения в меловом известняке Лэйтонвилль (Laytonville) Францисканского (Franciscan) комплекса в северной Калифорнии. Поскольку биостратигра-

фические возрасты попали в пределы суперхрона меловой нормальной полярности, эти исследователи заключили, что францисканские известняки были сформированы в южном полушарии. Однако, Куртийо и др. (Courtillet et al., 1985) исследовали другие Францисканские известняки того же возраста, но другой литологии и сделали вывод об их происхождении в северном полушарии. По результатам детального палеомагнитного анализа лэйтонвильского известняка Тардуно и др. (Tarduno et al., 1990) представили сильные доводы в пользу того, что эти блоки известняка в Францисканских меланжах образовались в южном полушарии. Очевидно, Францисканский комплекс содержит и блоки известняка, образовавшиеся в северном полушарии, и блоки, образовавшиеся в южном полушарии. Основания метода суперхронов вполне здравы, и он будет, без сомнения, успешно использоваться в будущем.

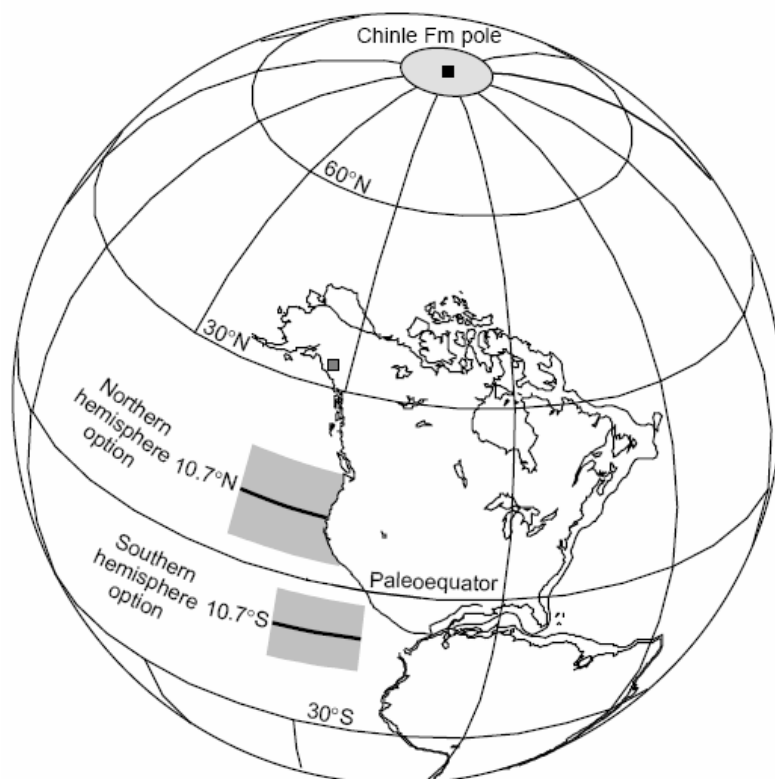


Рис. 11.12. Палеогеографическое положение Николаи Гринстоун в средне-позднем триасе. Палеомагнитный полюс для формации Chinle используется как Североамериканский опорный полюс для Carnian/Norian яруса позднего триаса; полюс Chinle используется как полюс палеогеографической сетки; Южная Америка помещена в свое поздне триасовое палеогеографическое положение относительно Северной Америки; палеоширота Николаи Гринстоун (10,7° севера или юга) показана жирной линией с доверительным интервалом ($\pm 6,8^\circ$), показанным заштрихованным широтным поясом.

Вопрос, который часто задают насчет тектонических выводов, основанных на палеомагнитных результатах, относится к доверительным интервалам ΔR и Δp . Каков реальный предел доверия для величины тектонического переноса, который может быть определен в рамках палеомагнетизма? Обеспечивают ли доверительные интервалы ΔR и Δp полную информацию об истории движения? Если для конкретного палеомагнитного анализа $\Delta p = 5^\circ$, означает ли это, что возможно обнаружить тектонический сдвиг по направлению к полюсу на 550 км? В рассмотренных выше примерах наблюдаемые палеомагнитные направления или полюсы были сильно несогласными и поэтому имеют важное тектоническое значение. Однако, когда "поворот" склонения (R) или перенос по направлению к полюсу (p) едва достигает или лишь немного превышает предел до-

верия, становится не вполне ясно, какие выводы должны быть сделаны. Различные методы анализа данных (и даже характер (философия) исследователя) могут приводить к различным заключениям.

Проанализируем обсужденный выше результат по вулканической серии Гобла. Поворот по часовой стрелке вокруг вертикальной оси ($R \pm \Delta R = 30,6^\circ \pm 6,9^\circ$) региона отбора образцов является, очевидно, статистически значимым и геологически осмысленным результатом. Но мы также вычислили $p \pm \Delta p = 5,3^\circ \pm 4,8^\circ$ для этой вулканической серии. Должны ли мы заключить, что юго-западный Вашингтон был перенесен в направлении среднетретичного опорного полюса ($\sim$ на север) на 550 км в течение последних 30 млн. лет? Хотя может оказаться, что я неточно передаю воззрения некоторых палеомагнитологов, я не думаю, что многие исследователи использовали бы результаты только одного палеомагнитного исследования, чтобы решиться на вывод о переносе по направлению к полюсу <1000 км ($\sim 8^\circ$), независимо от того, насколько надежными являются данные этого исследования. Возможно, если многочисленные исследования в том же регионе последовательно приводят к результатам типа $p \pm \Delta p = 6^\circ \pm 4^\circ$, вывод о переносе по направлению к полюсу на несколько сот километров мог бы быть оправдан (Beck, 1984).

Следующий глубокомысленный и прозрачный пассаж о доверительных интервалах и тектонических смещениях (переносе по направлению к полюсу) взят из обсуждения палеомагнитных результатов Коу и др. (Coe et al., 1985) по Аляске:

Три из этих смещений представляются статистически значимыми уже при немого большем, чем 95% проценте доверия... Важно отметить, однако, что формальные доверительные интервалы всегда являются минимальными оценками по двум причинам. Во-первых, они часто базируются на завышении оценки числа независимых записей геомагнитного поля, особенно в случае, когда отбиралась последовательность потоков лавы... Во вторых, формальные доверительные интервалы не принимают во внимание возможные источники систематических геологических ошибок. Наиболее серьезной из них для потоков лавы обычно является неопределенность в структурной коррекции. Например, типичные начальные падения для потоков лавы на флангах щитовых вулканов составляют от 5 до 7° , но они могут падать и значительно более круто. Такие начальные падения трудно отличить в древних породах от тектонического падения, и это, несомненно, ведет к ошибочным оценкам широтного смещения. Поскольку 5° -ная ошибка в наклонении соответствуют 8° или 9° -ому широтному смещению при высоких палеоширотах этого объекта, вполне возможно, что любые "выведенные" палеомагнитным методом переносы, которые представляются статистически значимыми (например, $-9^\circ \pm 8^\circ$), являются артефактом, обусловленным начальным падением.

Другой специальный вопрос, который достоин упоминания, это – несогласные палеомагнитные полюсы, полученные по плутоническим горным породам и по магнетитсодержащим осадочным породам. Проблема с плутоническими породами состоит в том, что палеогоризонтальное направление непосредственно не известно и должно быть выведено. Эта неопределенность привела к различающимся интерпретациям несогласных палеомагнитных полюсов, измеренных для плутонических пород мела Северных Каскадов и Британской Колумбии (Ирвинг и др., 1985; Butler и др. 1989). В Главе 8 мы обсудили возможность занижения палеомагнитных наклонов за счет уплотнения в магнетитсодержащих осадочных породах. Палеошироты, определенные по осадочным породам, которые претерпели занижение наклона, будут смещены в более низкие палеошироты. Если сдвиг террейна по направлению к полюсу определен по породам с этим систематическим уклоном, то возможно получение завышенной оценки для его широтного переноса.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

- W. Alvarez, D. V. Kent, I. P. Silva, R. A. Schweickert, and R. A. Larson, Franciscan limestone deposited at 17° south paleolatitude, *Geol. Soc. Am. Bull.*, Pt. I, v. 91, 476–484, 1980.
- R. B. Bates, M. E. Beck, Jr., and R. F. Burmester, Tectonic rotations in the Cascade range of southern Washington, *Geology*, v. 9, 1984–189, 1981.
- M. E. Beck, Jr., Discordant paleomagnetic pole position as evidence of regional shear in the western Cordillera of North America, *Am. J. Sci.*, v. 276, 694–712, 1976.
- M. E. Beck, Jr., Paleomagnetic record of plate-margin tectonic processes along the western edge of North America, *J. Geophys. Res.*, v. 85, 7115–7131, 1980.
- M. E. Beck, Jr., Has the Washington–Oregon Coast Range moved northward?, *Geology*, v. 12, 737–740, 1984.
- M. E. Beck, Jr., and C. D. Burr, Paleomagnetism and tectonic significance of the Goble Volcanic Series, southwestern Washington, *Geology*, v. 7, 175–179, 1979.
- M. E. Beck, Jr., and D. C. Engebretson, Paleomagnetism of small basalt exposures in the west Puget Sound area, Washington, and speculations on the accretionary origin of the Olympic Mountains, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 3755–3760, 1982.
- M. E. Beck, Jr., R. F. Burmester, D. E. Craig, C. S. Grommé, and R. E. Wells, Paleomagnetism of middle Tertiary volcanic rocks from the Western Cascade series, northern California: Timing and scale of rotation in the southern Cascades and Klamath Mountains, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 8219–8230, 1986.
- R. F. Butler, G. E. Gehrels, W. C. McClelland, S. R. May, and D. Klepacki, Discordant paleomagnetic poles from the Canadian Coast Plutonic Complex: Regional tilt rather than large-scale displacement? *Geology*, v. 17, 691–694, 1989.
- R. S. Coe, B. R. Globberman, P. W. Plumley, and G. A. Thrupp, Paleomagnetic results from Alaska and their tectonic implications, In: *Tectonostratigraphic Terranes of the Circum-Pacific Region*, ed. D. G. Howell, Am. Assoc. Petrol. Geol., Houston Circum-Pacific Council for Energy and Mineral Resources Series, 1, pp. 85–108, 1985.
- P. J. Coney, Accretionary tectonics in western North America, In: *Relations of Tectonics to Ore Deposits in the Southern Cordillera*, ed. W. R. Dickinson and W. D. Payne, *Ariz. Geol. Soc. Digest*, v. XIV, 23–37, 1981.
- P. J. Coney, D. L. Jones, and J. W. H. Monger, Cordilleran suspect terranes, *Nature*, v. 288, 329–333, 1980.
- V. Courtillot, H. Feinberg, J. P. Ragu, R. Kerguelon, M. McWilliams, and A. Cox, Franciscan Complex limestone deposited at 24°N, *Geology*, v. 13, 107–110, 1985.
- A. V. Cox, Remanent magnetization of lower middle Eocene basalt flows from Oregon, *Nature*, v. 179, 685–686, 1957.
- A. Cox, Frequency of geomagnetic reversals and the symmetry of the nondipole field, *Rev. Geophys.*, v. 13, 35–51, 1975.
- A. V. Cox and R. B. Hart, *Plate Tectonics: How It Works*, Blackwell Scientific Publications, Palo Alto, Calif., 392 pp., 1986.
- H. H. Demarest, Error analysis of the determination of tectonic rotation from paleomagnetic data, *J. Geophys. Res.*, v. 88, 4321–4328, 1983.
- J. Diehl, K. M. McClannahan, and T. J. Bornhorst, Paleomagnetic results from the Mogollon–Datil volcanic field, southwestern New Mexico, and a refined mid-Tertiary reference pole for North America, *J. Geophys. Res.*, v. 93, 4869–4879, 1988.
- B. R. Globberman, M. E. Beck, Jr., and R. A. Duncan, Paleomagnetism and tectonic significance of Eocene basalts from the Black Hills, Washington Coast Range, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 93, 1151–1159, 1982.
- R. G. Gordon, A. Cox, and S. O'Hare, Paleomagnetic Euler poles and the apparent polar wander and absolute motion of North America since the Carboniferous, *Tectonics*, v. 3, 499–537, 1984.

- C. S. Grommé, M. E. Beck, Jr., R. E. Wells, and D. C. Engebretson, Paleomagnetism of the Tertiary Clarno Hills Formation of central Oregon and its significance for the tectonic history of the Pacific Northwest, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 14,089–14,103, 1986.
- J. T. Hagstrum, M. G. Sawlan, B. P. Hausback, J. G. Smith, and C. S. Grommé, Miocene paleomagnetism and tectonic setting of the Baja California Peninsula, Mexico, *J. Geophys. Res.*, v. 92, 2627–2639, 1987.
- J. W. Hillhouse, Paleomagnetism of the Triassic Nikolai Greenstone, McCarthy quadrangle, Alaska, *Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 2578–2592, 1977.
- J. W. Hillhouse and C. S. Grommé, Northward displacement and accretion of Wrangellia: New paleomagnetic evidence from Alaska, *J. Geophys. Res.*, v. 89, 4461–4477, 1984.
- J. W. Hillhouse, C. S. Grommé, and T. L. Vallier, Paleomagnetism and Mesozoic tectonics of the Seven Devils volcanic arc in northeastern Oregon, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 3777–3794, 1982.
- E. Irving, G. J. Woodsworth, P. J. Wynne, and A. Morrison, Paleomagnetic evidence for displacement from the south of the Coast Plutonic Complex, British Columbia, *Can. J. Earth Sci.*, v. 22, 584–598, 1985.
- D. L. Jones, M. C. Blake, and C. Rangin, The four Jurassic belts of northern California and their significance to the geology of the Southern California borderland, In: *Aspects of the Geologic History of the California Continental Borderland*, ed. D. G. Howell, Misc. Publ. 24, Am. Assoc. Petrol. Geol., Tulsa, Okla., pp. 343–362, 1976.
- D. L. Jones, N. J. Silberling, and J. Hillhouse, Wrangellia—A displaced terrane in northwestern North America, *Can. J. Earth Sci.*, v. 14, 2565–2577, 1977.
- M. J. Kamerling and B. P. Luyendyk, Tectonic rotations of the Santa Monica Mountains region, western Transverse Ranges, California, suggested by paleomagnetic vectors, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 90, 331–337, 1979.
- B. P. Luyendyk, M. J. Kamerling, R. R. Terres, and J. S. Hornafius, Simple shear of southern California during Neogene time suggested by paleomagnetic declinations, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 12,454–12,466, 1985.
- J. R. Magill and A. Cox, Tectonic rotation of the Oregon Western Cascades, Special Paper 10, Oregon Dept. Geol. Min. Ind., Portland, 67 pp., 1980.
- J. R. Magill, A. Cox, and R. Duncan, Tillamook volcanic series: Further evidence for tectonic rotation of the Oregon Coast Range, *J. Geophys. Res.*, v. 86, 2953–2970, 1981.
- J. R. Magill, R. E. Wells, R. W. Simpson, and A. V. Cox, Post-12 m.y. rotation of southwest Washington, *J. Geophys. Res.*, v. 87, 3761–3776, 1982.
- S. R. May and R. F. Butler, North American Jurassic Apparent polar wander: Implications for plate motions, paleogeography and Cordilleran tectonics, *J. Geophys. Res.*, v. 91, 11,519–11,544, 1986.
- B. C. Panuska and D. B. Stone, Late Paleozoic paleomagnetic data for Wrangellia: Resolution of the polarity ambiguity, *Nature*, v. 293, 561–563, 1981.
- B. C. Panuska and D. B. Stone, Latitudinal motion of the Wrangellia and Alexander terranes and southern Alaska superterrane, In: *Tectonostratigraphic Terranes of the Circum-Pacific Region*, ed. D. G. Howell, Am. Assoc. Petrol. Geol., Houston Circum-Pacific Council for Energy and Mineral Resources Series, 1, pp. 579, 1985.
- S. C. Reeve and C. E. Helsley, Magnetic reversal sequence in the upper portion of the Chinle Formation, Montoya, New Mexico, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 83, 3795–3812, 1972.
- R. W. Simpson and A. Cox, Paleomagnetic evidence for tectonic rotation of the Oregon Coast Range, *Geology*, v. 5, 585–589, 1977.
- J. A. Tarduno, M. McWilliams, W. V. Sliter, H. E. Cook, M. C. Blake, Jr., and I. Premoli-Silva, Southern hemisphere origin of the Cretaceous Laytonville Limestone of California, *Science*, v. 231, 1425–1428, 1986.

- J. A. Tarduno, M. McWilliams, and N. Sleep, Fast instantaneous oceanic plate velocities recorded by the Cretaceous Laytonville Limestone: Paleomagnetic analysis and kinematic implications, *J. Geophys. Res.*, v. 95, 15,503–15,527, 1990.
- R. E. Wells and R. S. Coe, Paleomagnetism and geology of Eocene volcanic rocks of southwest Washington: Implications for mechanisms of rotation, *J. Geophys. Res.*, v. 90, 1925–1947, 1985.
- R. E. Wells and P. L. Heller, The relative contribution of accretion, shear, and extension to Cenozoic tectonic rotation in the Pacific Northwest, *Geol. Soc. Am. Bull.*, v. 100, 325–338, 1988.
- R. W. Yole and E. Irving, Displacement of Vancouver Island: Paleomagnetic evidence from the Karmutsen Formation, *Can. J. Earth Sci.*, v. 17, 1210–1288, 1980.

ПРИЛОЖЕНИЕ: ВЫВОДЫ ФОРМУЛ

Это приложение дает детальный вывод формул, использованных в тексте. Выводы выполнены именно здесь, чтобы главные рассматриваемые вопросы в основном тексте не прерывались иногда довольно длинными математическими выкладками.

ВЫВОД УРАВНЕНИЙ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ

В этом разделе мы выведем основные выражения, описывающие магнитное поле, производимое магнитным диполем. Геометрию показана на рис. 1 и она идентична геометрии с рис. 1.3 для геоцентрического осевого диполя. Вывод выполнен в сферических координатах: r , θ и ϕ . Дополнительный полярный угол p есть коширота, он определен как $\pi - \theta$. После того, как каждая величина выражена в сферических координатах, результирующее уравнение преобразуется, чтобы обеспечить результаты в удобной форме (например, горизонтальная компонента, H_h), которые обычно используются в палеомагнетизме.

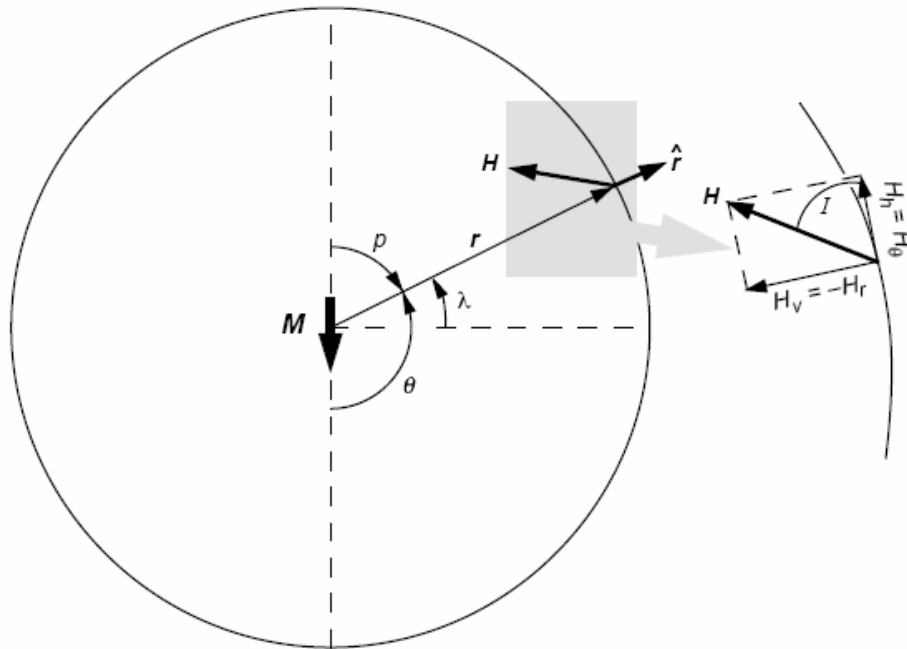


Рис. 1. Геоцентрический осевой диполь. Большая стрелка – магнитный момент диполя $\mathbf{M}$; θ – полярный угол, отсчитываемый от положительного (южного?) полюса магнитного диполя; p – магнитная коширота; λ – географическая широта; $\mathbf{r}$ – радиальное расстояние от магнитного диполя; $\mathbf{H}$ – магнитное поле, создаваемое магнитным диполем; $\hat{\mathbf{r}}$ – единичный вектор в направлении $\mathbf{r}$. Вставка в верхнем правом углу – увеличенная версия затененной области. Наклонение I – вертикальный угол (падение) между горизонталью и $\mathbf{H}$. Вектор магнитного поля $\mathbf{H}$ может быть разложен (1) на вертикальную компоненту $H_v = -H_r$, и (2) на горизонтальную компоненту $H_h = H_\theta$.

Отправная точка вывода – скалярный магнитный потенциал магнитного диполя:

$$V = \frac{\mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{r}}}{r^2} = \frac{M \cos \theta}{r^2} \quad (\text{A.1})$$

Магнитное поле $\mathbf{H}$ получается из скалярного магнитного потенциала взятием его градиента:

$$\mathbf{H} = -\nabla V = -\left(\frac{\partial}{\partial r}\hat{\mathbf{r}} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}\hat{\boldsymbol{\theta}}\right)\left(\frac{M\cos\theta}{r^2}\right) \quad (\text{A.2})$$

Разделяя производные, получаем:

$$\mathbf{H} = -\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{M\cos\theta}{r^2}\right)\hat{\mathbf{r}} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{M\cos\theta}{r^2}\right)\hat{\boldsymbol{\theta}} \quad (\text{A.3})$$

Выполняя дифференцирование, получаем:

$$\mathbf{H} = \frac{2M\cos\theta}{r^3}\hat{\mathbf{r}} + \frac{M\sin\theta}{r^3}\hat{\boldsymbol{\theta}} = H_r\hat{\mathbf{r}} + H_\theta\hat{\boldsymbol{\theta}} \quad (\text{A.4})$$

Для горизонтальной компоненты H_h поля $\mathbf{H}$ тогда имеем:

$$H_h = H_\theta = \frac{M\sin\theta}{r^3} = \frac{M\sin(\pi - \theta)}{r^3} = \frac{M\sin p}{r^3} \quad (\text{A.5})$$

Чтобы выразить H_h через географическую широту λ , подставляем:

$$p = \frac{\pi}{2} - \lambda \quad (\text{A.6})$$

и получаем:

$$H_h = \frac{M\cos\lambda}{r^3} \quad (\text{A.7})$$

Это есть уравнение (1.12) из Главы 1.

Теперь, возвращаясь к уравнению (A.4), для вертикальной компоненты H_v поля $\mathbf{H}$ имеем:

$$H_v = -H_r = -\frac{2M\cos\theta}{r^3} = \frac{2M\cos p}{r^3} \quad (\text{A.8})$$

Снова используя уравнение (A.6), выражаем H_v через географическую широту λ :

$$H_v = \frac{2M\sin\lambda}{r^3} \quad (\text{A.9})$$

Это – уравнение (1.13).

Наклонение I определим из выражения:

$$\tan I = \frac{H_v}{H_h} = \left(\frac{2M\cos p}{r^3}\right)\left(\frac{r^3}{M\sin p}\right) = 2 \cot p \quad (\text{A.10})$$

С помощью уравнения (A.6) получаем наклонение как функцию географической широты:

$$\tan I = 2 \tan \lambda \quad (\text{A.11})$$

Это есть уравнение (1.15), "уравнение диполя".

Для полной величины (напряженности) магнитного поля, H , находим

$$H = \sqrt{H_h^2 + H_v^2} = \frac{M}{r^3}\sqrt{1 + 3\cos^2 p} = \frac{M}{r^3}\sqrt{1 + 3\sin^2 \lambda} \quad (\text{A.12})$$

что совпадает с уравнением (1.14).

УГОЛ МЕЖДУ ДВУМЯ ВЕКТОРАМИ (И РАССТОЯНИЕ БОЛЬШОГО КРУГА МЕЖДУ ДВУМЯ ГЕОГРАФИЧЕСКИМИ ПУНКТАМИ)

Скалярное произведение двух векторов $\mathbf{A}$ и $\mathbf{B}$ дается выражением:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = AB \cos \theta \quad (\text{A.13})$$

где A – длина вектора $\mathbf{A}$, B – длина вектора $\mathbf{B}$, и θ – угол между $\mathbf{A}$ и $\mathbf{B}$.

В компонентах векторов в декартовых координатах,

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z \quad (\text{A.14})$$

где B_x есть x -компонента вектора $\mathbf{B}$ и т.д.

Угол θ может быть определен выражением:

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}{AB} \right) \quad (\text{A.15})$$

Теперь вместо того, чтобы иметь дело с декартовыми координатами, выразим эти векторы в терминах "север", "восток" и "вниз"-компонент на сфере. Например, единичный вектор $\hat{\mathbf{A}}$ может быть выражен как

$$\hat{\mathbf{A}} = A_N \hat{\mathbf{N}} + A_E \hat{\mathbf{E}} + A_V \hat{\mathbf{V}} \quad (\text{A.16})$$

где A_N – северная компонента вектора $\mathbf{A}$ и т.д.

Единичный вектор $\mathbf{A}$ может быть записан через наклонение и склонение:

$$A_N = \cos I_A \cos D_A, \quad A_E = \cos I_A \sin D_A, \quad \text{and} \quad A_V = \sin I_A \quad (\text{A.17})$$

где I_A – наклонение единичного вектора $\mathbf{A}$ и т.д.

Тогда угол между двумя направлениями (единичные векторы) может быть записан как

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{\hat{\mathbf{A}} \cdot \hat{\mathbf{B}}}{\hat{A} \hat{B}} \right) = \cos^{-1} (\hat{\mathbf{A}} \cdot \hat{\mathbf{B}}) \quad (\text{A.18})$$

Через наклонения и склонения двух векторов угол θ дается так:

$$\theta = \cos^{-1} (\cos I_A \cos D_A \cos I_B \cos D_B + \cos I_A \sin D_A \cos I_B \sin D_B + \sin I_A \sin I_B) \quad (\text{A.19})$$

Так что, зная склонения и наклонения двух любых векторов, можно, используя уравнение (A.19), определить угол между этими двумя векторами.

Уравнение (A.19) можно также использовать для того, чтобы определить дугу большого круга (угловое расстояние) между любыми двумя географическими пунктами. Вместо того чтобы рассматривать направления как точки на сфере единичного радиуса, используем теперь единичную сферу для отображения географических пунктов. Рассмотрим два географических пункта: один на широте λ_a и долготы ϕ_a , а другой – на широте λ_b и долготы ϕ_b . Длину дуги большого круга от (λ_a, ϕ_a) до (λ_b, ϕ_b) можно определить, подставляя λ_a вместо I_A , ϕ_a вместо D_A , и т.д. в уравнение (A.19). В результате имеем:

$$\theta = \cos^{-1} (\cos \lambda_a \cos \phi_a \cos \lambda_b \cos \phi_b + \cos \lambda_a \sin \phi_a \cos \lambda_b \sin \phi_b + \sin \lambda_a \sin \lambda_b) \quad (\text{A.20})$$

Альтернативное выражение для дуги большого круга между двумя пунктами выведено ниже и представляется иногда более удобным.

ТЕОРЕМА СИНУСОВ И ТЕОРЕМА КОСИНУСОВ

Два фундаментальных соотношения сферической тригонометрии могут быть проиллюстрированы при помощи сферического треугольника ABC на рис. A.2, и эти соотношения будут использоваться в последующих выводах. Сферический треугольник имеет вершины A , B и C ; и эти A , B и C отвечают углам между сторонами треугольника в соответствующих вершинах. Дуги a , b , и c – угловые расстояния сторон треугольника, которые противолежат углам A , B и C , соответственно. Эти угловые расстояния равны углам, противолежащим сторонам треугольника, построенного из центра сферы (см. вставку на рис. A.2).

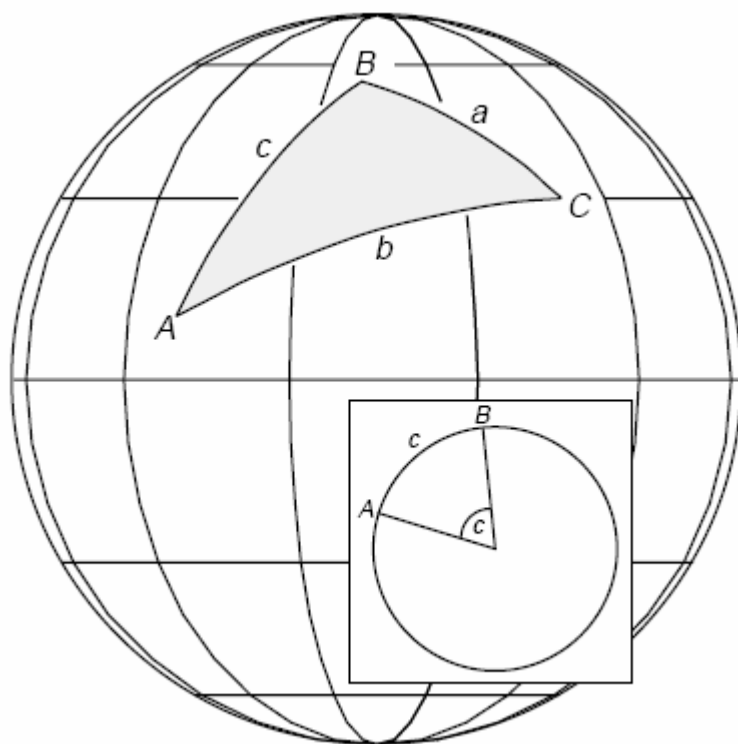


Рис. А.2. Сферический треугольник с вершинами в A , B и C и сторонами a , b и c . Вставка показывает плоскость, содержащую A , B и центр сферы; дуга c – угол, противолежащий стороне c из центра сферы. Проекция (здесь и во всех последующих изображениях Земли) – ортогональная с шагом сетки широт и долгот в 30° .

Теорема косинусов утверждает, что

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A \quad (\text{A.21})$$

Теорема косинусов может быть применена к любой стороне сферического треугольника, надо просто переставить обозначения при сторонах и при углах. Например, в треугольнике на рис. А.2,

$$\cos b = \cos c \cos a + \sin c \sin a \cos B \quad (\text{A.22})$$

Второе соотношение есть *теорема синусов*, которая выражается следующим уравнением:

$$\frac{\sin a}{\sin A} = \frac{\sin b}{\sin B} = \frac{\sin c}{\sin C} \quad (\text{A.23})$$

Мы будем часто применять теорему косинусов и теорему синусов в последующих выводах.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЮСА ПО НАПРАВЛЕНИЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Тригонометрия, относящаяся к выводу выражений для расчета положений магнитного полюса по направлению магнитного поля, показана на рис. А.3а. Участок (сайт) расположен на географической широте λ_s и долготы φ_s , а полюс расположен в точке с географической широтой λ_p и долготой φ_p . Мы строим сферический треугольник с вершинами в (λ_s, φ_s) , (λ_p, φ_p) и в северном географическом полюсе N . Коширота (угловое расстояние от северного географического полюса) сайта – p_s , в то время как коширота магнитного полюса – p_p .

Магнитная коширота p есть дуга большого круга (угловое расстояние), соединяющая сайт с магнитным полюсом. Это угловое расстояние определяется по формуле диполя (уравнение (А.10)):

$$p = \cot^{-1}\left(\frac{\tan I}{2}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{2}{\tan I}\right) \quad (\text{A.24})$$

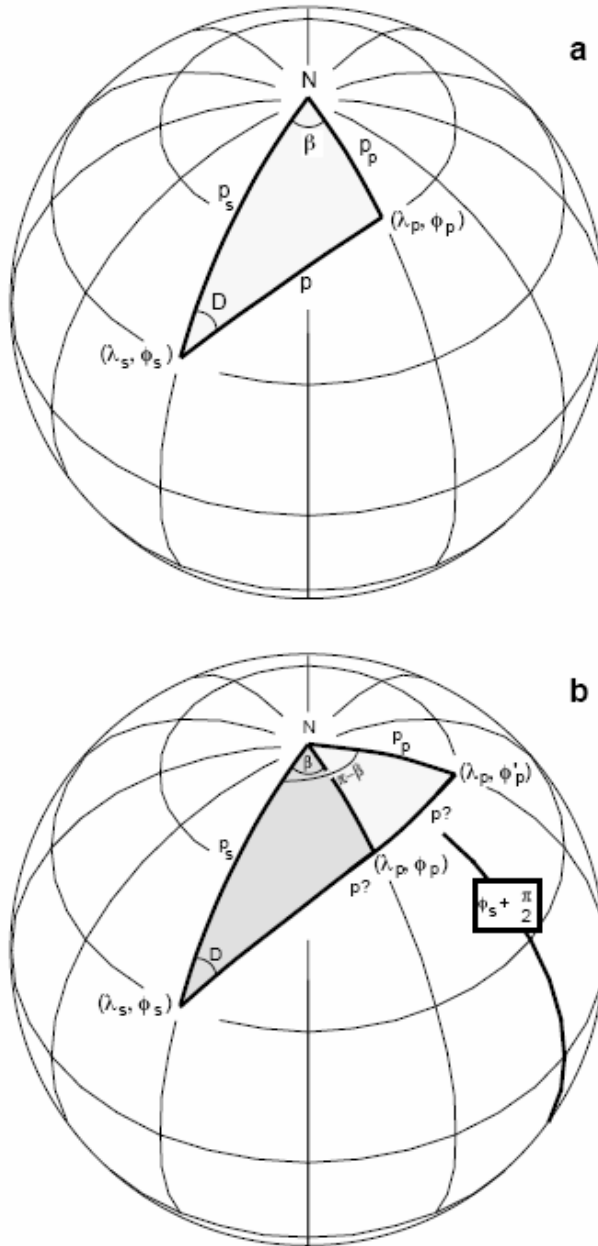


Рис. А.3. (а) Определение положения магнитного полюса по направлению магнитного поля. Участок (сайт) расположен в точке (λ_s, ϕ_s) ; магнитный полюс – в точке (λ_p, ϕ_p) ; северный географический полюс расположен в точке N ; коширота сайта равна p_s ; коширота магнитного полюса – p_p ; β – разность долгот магнитного полюса и сайта. **(б) Неопределенность в определении долготы магнитного полюса.** Полюс может быть расположен как в точке (λ_p, ϕ_p) , так и в точке (λ_p, ϕ'_p) ; меридиан с долготой $\phi_s + \pi/2$ показан жирной линией.

Теперь необходимо определить p_p с помощью теоремы косинусов

$$\cos p_p = \cos p_s \cos p + \sin p_s \sin p \cos D \quad (\text{A.25})$$

Используем определение кошироты

$$p_p = \frac{\pi}{2} - \lambda_p \quad \text{and} \quad p_s = \frac{\pi}{2} - \lambda_s \quad (\text{A.26})$$

Подстановка этих выражений для p_p и p_s в уравнение (A.25) ведет к

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right) = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_s\right) \cos p + \sin\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_s\right) \sin p \cos D \quad (\text{A.27})$$

Используя

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} - x\right) = \sin x \quad \text{and} \quad \sin\left(\frac{\pi}{2} - x\right) = \cos x$$

для уравнения (A.27), получаем

$$\sin \lambda_p = \sin \lambda_s \cos p + \cos \lambda_s \sin p \cos D \quad (\text{A.28})$$

и

$$\lambda_p = \sin^{-1}(\sin \lambda_s \cos p + \cos \lambda_s \sin p \cos D) \quad (\text{A.29})$$

что дает нам уравнение (7.2).

Следующий шаг должен определить угол β , который есть разность долгот полюса и сайта (рис. A.3a). Применение теоремы синусов к сферическому треугольнику на рис. A.3 приводит к

$$\frac{\sin p}{\sin \beta} = \frac{\sin p_p}{\sin D} \quad (\text{A.30})$$

Преобразуем уравнение (A.30):

$$\sin \beta = \frac{\sin D}{\sin p_p} \sin p \quad (\text{A.31})$$

подставим $p_p = (p / 2) - l_p$, получая

$$\sin \beta = \frac{\sin D}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right)} \sin p \quad (\text{A.32})$$

и

$$\sin \beta = \frac{\sin D}{\cos \lambda_p} \sin p \quad (\text{A.33})$$

Окончательно для β имеем

$$\beta = \sin^{-1}\left(\frac{\sin p \sin D}{\cos \lambda_p}\right) \quad (\text{A.34})$$

что представляет собой уравнение (7.3).

Как следует из уравнения (A.34), β ограничен диапазоном от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Но это приводит к важной неоднозначности в выводе. Простое добавление β к долготе сайта не охватывает случая, когда долгота полюса отличается от долготы сайта больше чем $\pi/2$. Эта неоднозначность показана схематично на рис. A.3b. Как можно видеть для сайта с λ_s и ϕ_s , вышеупомянутое выражение для β не позволяет полюсу находиться в долготном полушарии, противоположном сайту (за меридианом, показанным жирной линией на рис. A.3b).

Неоднозначность состоит в том, дается ли долгота полюса выражением (1) $\phi_p = \phi_s + \beta$ (как показано на рис. A.3a) или выражением (2) $\phi_p = \phi_s + (\pi - \beta)$. Эти две возможности показаны двумя сферическими треугольниками на рис. A.3b. Меньший треугольник имеет вершины в (λ_s, ϕ_s) , (λ_p, ϕ_p) и N; больший треугольник имеет вершины в (λ_s, ϕ_s) , (λ_p, ϕ'_p) и N. Поскольку λ_p — одна и та же для обоих возможных полюсов, угловое расстояние p_p — тоже одинаково для обоих треугольников. Так что мы должны изобрести тест, чтобы определить, какой из двух возможных сферических треугольников нужно использовать в нашем конкретном вычислении положения магнитного полюса.

Применим теорему косинусов к обоим треугольникам на рис. A.3b. Для меньшего треугольника,

$$\cos p = \cos p_p \cos p_s + \sin p_p \sin p_s \cos \beta \quad (\text{A.35})$$

в то время как для большего треугольника

$$\cos p = \cos p_p \cos p_s + \sin p_p \sin p_s \cos(\pi - \beta) \quad (\text{A.36})$$

Теперь подставим

$$p_p = \left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p \right), \quad p_s = \left(\frac{\pi}{2} - \lambda_s \right), \quad \cos(\pi - \beta) = -\cos \beta, \quad \cos\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right) = \sin \lambda_p, \\ \text{and } \sin\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right) = \cos \lambda_p \quad (\text{A.37})$$

в уравнения (A.35) и (A.36), получая

$$\cos p = \sin \lambda_p \sin \lambda_p + \cos \lambda_p \cos \lambda_p \cos \beta \quad (\text{A.38})$$

для меньшего треугольника и

$$\cos p = \sin \lambda_p \sin \lambda_s - \cos \lambda_p \cos \lambda_s \cos \beta \quad (\text{A.39})$$

для большего треугольника

Здесь мы обнаруживаем, что λ_p , λ_s и β – все ограничены диапазоном от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. В пределах этого диапазона, произведение $\cos \lambda_p \cos \lambda_s \cos \beta$ всегда будет положительным. Так что, если мы находим, что $\cos p \geq \sin \lambda_p \cdot \sin \lambda_s$, это указывает, что мы должны иметь дело с меньшим сферическим треугольником на рис. A.3b, и долгота полюса дается выражением

$$\phi_p = \phi_s + \beta \quad (\text{A.40})$$

Когда же $\cos p < \sin \lambda_p \cdot \sin \lambda_s$, мы должны иметь дело с большим треугольником на рис. A.3b, для которого

$$\phi_p = \phi_s + \pi - \beta \quad (\text{A.41})$$

Это рассмотрение объясняет суть тестов и способы вычисления ϕ_p , данные уравнениями (7.4) – (7.7).

ДОВЕРИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕРВАЛЫ ВЫЧИСЛЕННЫХ ПОЛОЖЕНИЙ ПОЛЮСОВ: $d\rho$ И dm

Из предыдущего раздела мы узнали, как преобразовать направление магнитного поля I и D , определенное в сайте (λ_s , ϕ_s), в положение магнитного полюса (λ_p , ϕ_p). Теперь рассчитаем доверительные интервалы для (λ_p , ϕ_p), которые обусловлены величиной круга доверия для этого направления.

Мы начнем с определения доверительных интервалов ΔI для наклонения и ΔD для склонения по данным о I , D и α_{95} (обычный доверительный интервал для векторов). В данном случае это – проблема в векторном пространстве, что схематично представлено на нижней полусфере в равноплощадной проекции на рис. A.4a. На этой диаграмме показаны два примера направлений и пределов доверия. Заметьте, как крутое наклонение приводит к тому, что велик доверительный интервал ΔD для склонения.

Теперь рассмотрим сферический треугольник ABC на рис. A.4a. Угловое расстояние равно $b = (\pi/2) - I$ и $c = \alpha_{95}$. Угол B равен $\pi/2$, и угол C равен ΔD . Применяя теорему синусов к этому треугольнику, получим:

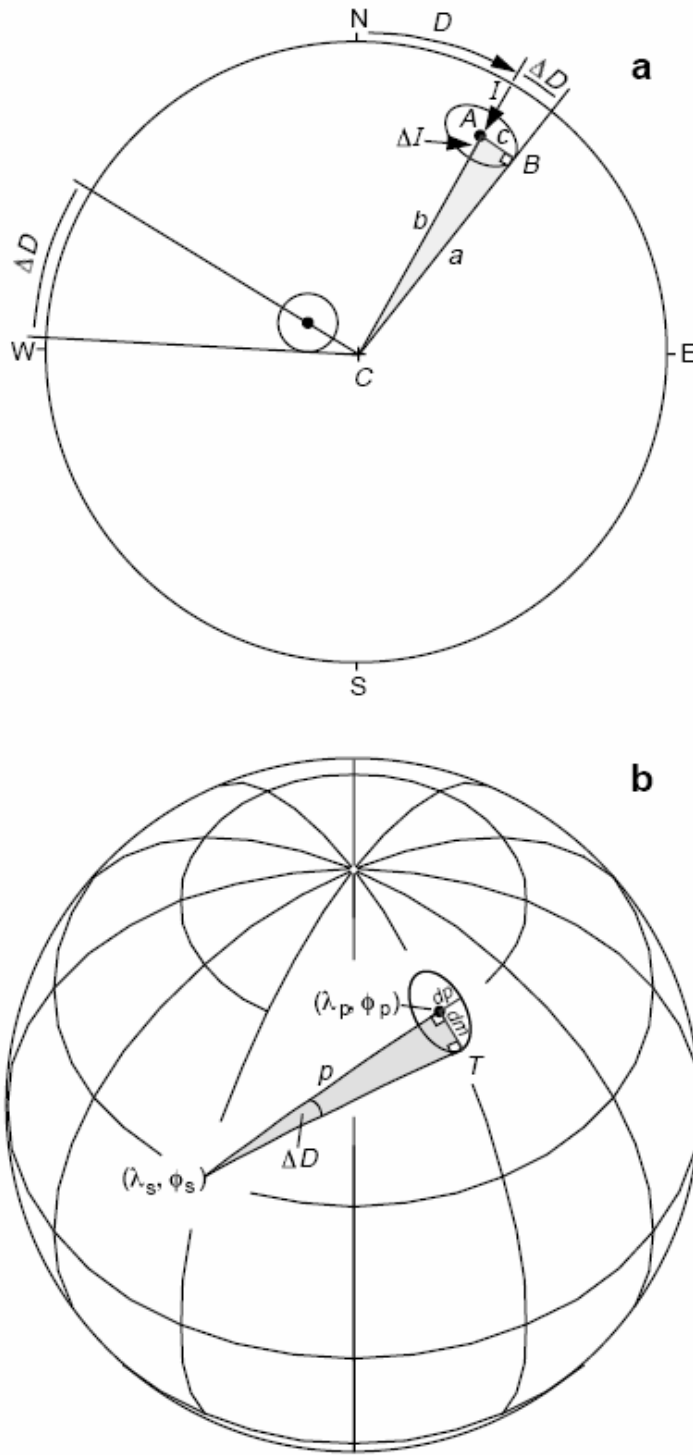


Рис. А. 4. (а) Равноплощадная проекция направления I , D и сопутствующие пределы доверия ΔI , ΔD . Предел доверия, окружающий направление, является пространственно круглым, но нанесен на карту в виде эллипса при равноплощадном проектировании. **(б)** Магнитный полюс в (λ_p, ϕ_p) и сопутствующие доверительные интервалы dp и dm . Местоположение сайта – (λ_s, ϕ_s) ; p – магнитная коширота; темная затененная область – сферический треугольник с вершинами (λ_s, ϕ_s) , (λ_p, ϕ_p) и T ; светлая затененная область – овал доверия вокруг магнитного полюса – с главной и малой полуосями dm и dp , соответственно; ΔD – угол в вершине (λ_s, ϕ_s) .

$$\frac{\sin c}{\sin C} = \frac{\sin b}{\sin B} \quad (\text{A.42})$$

которое преобразуем в

$$\sin C = \frac{\sin c \sin B}{\sin b} \quad (\text{A.43})$$

Подстановка данных выше величин для b , c , B и C дает

$$\sin \Delta D = \frac{\sin \alpha_{95} \sin \frac{\pi}{2}}{\sin \left(\frac{\pi}{2} - I \right)} = \frac{\sin \alpha_{95}}{\cos I} \quad (\text{A.44})$$

откуда можно определить ΔD . Из рис. А.4а имеем:

$$\Delta I = \alpha_{95} \quad (\text{A.45})$$

Теперь обратимся к рис. А.4б, который иллюстрирует преобразование направления магнитного поля I , D наблюдаемого в (λ_s, φ_s) , в магнитный полюс в точке (λ_p, φ_p) . Рассмотрим сферический треугольник с вершинами в (λ_s, φ_s) , (λ_p, φ_p) и T . Угол при вершине (λ_s, φ_s) равен ΔD . Углы при вершинах (λ_p, φ_p) и T оба равны $\pi/2$. Угловое расстояние между (λ_s, φ_s) и (λ_p, φ_p) есть магнитная коширота p . Угловое расстояние между (λ_p, φ_p) и T равно dm , доверительному интервалу, перпендикулярному дуге большого круга от (λ_s, φ_s) к (λ_p, φ_p) .

Применяя теорему синусов, получим

$$\frac{\sin dm}{\sin \Delta D} = \frac{\sin p}{\sin T} \quad (\text{A.46})$$

Теперь подставим

$$T = \frac{\pi}{2} \text{ and } \sin \Delta D = \frac{\sin \alpha_{95}}{\cos I}$$

(из уравнения А.44) и преобразуем

$$dm = \sin^{-1} \left(\frac{\sin \alpha_{95} \sin p}{\cos I} \right) \quad (\text{A.47})$$

Это есть общее выражение для доверительного интервала dm . Однако, поскольку dm и α_{95} обычно – малые углы и $\sin x \approx x$ для малых x , то уравнение (А.47) обычно дается как

$$dm = \alpha_{95} \frac{\sin p}{\cos I} \quad (\text{A.48})$$

а это есть уравнение (7.9).

Мы знаем из уравнения (А.10), что

$$p = \tan^{-1} \left(\frac{2}{\tan I} \right) = \cot^{-1} \left(\frac{\tan I}{2} \right) \quad (\text{A.49})$$

Воспользуемся выражением

$$d(\cot^{-1} x) = -\frac{dx}{1+x^2} \text{ and } d(\tan x) = \sec^2 x dx$$

чтобы получить

$$dp = d \left[\cot^{-1} \left(\frac{1}{2} \tan I \right) \right] = -\frac{\frac{1}{2} \sec^2 I dI}{1 + \frac{1}{4} \tan^2 I} = -\frac{2 \sec^2 I dI}{4 + \tan^2 I} \quad (\text{A.50})$$

Использование тригонометрических тождеств

$$\sec^2 x = \frac{1}{\cos^2 x}, \tan x = \frac{\sin x}{\cos x}, \text{ and } \sin^2 x + \cos^2 x = 1$$

в уравнении (А.50) дает

$$dp = \frac{-2 \frac{dI}{\cos^2 I}}{4 + \frac{\sin^2 I}{\cos^2 I}} = \frac{-2 dI}{4 \cos^2 I + \sin^2 I} = \frac{-2 dI}{1 + 3 \cos^2 I} \quad (\text{A.51})$$

Вспоминая, что $dI = \alpha_{95}$ и замечая, что dp симметрична относительно (λ_p, φ_p) , получаем в конце концов

$$dp = 2\alpha_{95} \left(\frac{1}{1 + 3 \cos^2 I} \right) \quad (\text{A.52})$$

что совпадает с уравнением (7.8).

ОЖИДАЕМОЕ НАПРАВЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Проблема состоит в том, чтобы получить выражения, которые позволяют определить направление магнитного поля, ожидаемого на исследуемом сайте (λ_s, ϕ_s) в приближении геоцентрического диполя с полюсом в точке (λ_p, ϕ_p). Мы также выведем выражения для доверительного интервала ожидаемого направления, которые обусловлены круговым доверительным интервалом (обычно обозначаемом A_{95}) положения полюса. Геометрия проблемы проиллюстрирована на рис. А.5.

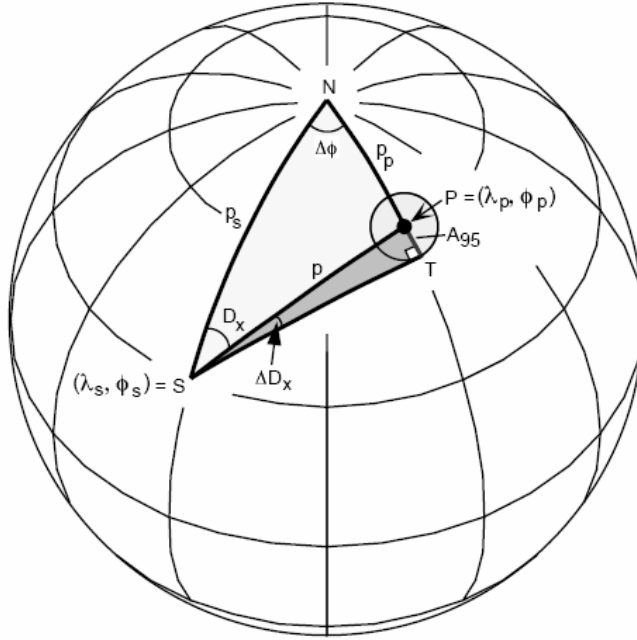


Рис. А.5. Геометрия, использованная для определения ожидаемого направления магнитного поля при известном положении магнитного полюса. Магнитный полюс находится в точке $P (\lambda_p, \phi_p)$ с круговым доверительным интервалом A_{95} ; местоположение сайта – в точке $S (\lambda_s, \phi_s)$; N – северный географический полюс; p – магнитная коширота сайта; p_s – географическая коширота сайта; p_p – географическая коширота магнитного полюса; $\Delta\phi$ – разность долгот между магнитным полюсом и сайтом; D_x – ожидаемое склонение магнитного поля на участке (сайте) с доверительным интервалом, равным ΔD_x .

Рассмотрим сферический треугольник SPN , в котором точка N находится в географическом полюсе, точка P – в магнитном полюсе (λ_p, ϕ_p) и точка S – в сайте (λ_s, ϕ_s). Решив уже подобную проблему прежде, мы понимаем, что склонение D_x ожидаемого магнитного поля на сайте (λ_s, ϕ_s) есть угол при вершине S . Первый шаг вывода должен определить угловое расстояние p между точками (λ_p, ϕ_p) и (λ_s, ϕ_s). Применяя теорему косинусов к треугольнику SPN на рис. А.5, получим

$$\cos p = \cos p_p \cos p_s + \sin p_p \sin p_s \cos \Delta\phi \quad (\text{A.53})$$

Тогда подставляем

$$p_p = \frac{p}{2} - \lambda_p, \quad p_s = \frac{\pi}{2} - \lambda_s, \quad \text{and} \quad \Delta\phi = \phi_p - \phi_s$$

в уравнение (А.53) и учитывая, что

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right) = \sin \lambda_p \quad \text{and} \quad \sin\left(\frac{\pi}{2} - \lambda_p\right) = \cos \lambda_p$$

имеем

$$\cos p = \sin \lambda_p \sin \lambda_s + \cos \lambda_p \cos \lambda_s \cos(\phi_p - \phi_s) \quad (\text{A.54})$$

из которого можно получить p .

Ожидаемое наклонение I_x может быть определено, зная p , при помощи уравнения диполя (уравнение А.10)

$$I_x = \tan^{-1}(2 \cot p) \quad (\text{A.55})$$

Доверительный интервал для I_x (назовем его ΔI_x) можно определить с помощью уравнения, которое мы вывели для получения dp из ΔI ($= \alpha_{95}$ из уравнения A.52), после подстановки A_{95} для dp

$$A_{95} = 2\Delta I_x \left(\frac{1}{1 + 3 \cos^2 I_x} \right) \quad (\text{A.56})$$

которое после преобразований дает

$$\Delta I_x = \frac{A_{95}}{2} (1 + 3 \cos^2 I_x) = A_{95} \left(\frac{2}{1 + 3 \cos^2 p} \right) \quad (\text{A.57})$$

Чтобы определить ожидаемое склонение D_x , мы можем воспользоваться уравнением (A.28), выведенным выше:

$$\sin \lambda_p = \sin \lambda_s \cos p + \cos \lambda_s \sin p \cos D \quad (\text{A.28})$$

откуда определим D_x :

$$\cos D_x = \frac{\sin \lambda_p - \sin \lambda_s \cos p}{\cos \lambda_s \sin p} \quad (\text{A.58})$$

а уже отсюда можно рассчитать D_x .

Доверительный интервал для D_x есть ΔD_x , и его можно вывести, применив теорему синусов к сферическому треугольнику STP (рис. A.5)

$$\frac{\sin A_{95}}{\sin \Delta D_x} = \frac{\sin p}{\sin T} \quad (\text{A.59})$$

Теперь заметив, что $T = \pi/2$ (так что $\sin T = 1$), получим

$$\Delta D_x = \sin^{-1} \left(\frac{\sin A_{95}}{\sin p} \right) \quad (\text{A.60})$$

Если Вы выполните вычисления ΔI_x и ΔD_x для нескольких наборов реальных данных, Вы увидите, что эти доверительные интервалы изменяются систематическим образом с изменением I_x (и p). Для малого p (крутое наклонение), $\Delta D_x > \Delta I_x$; $\Delta I_x \approx \Delta D_x$ примерно при $p = 60^\circ$ ($I_x \approx 50^\circ$); для $60^\circ < p \leq 90^\circ$ ($I_x < 50^\circ$) $\Delta I_x > \Delta D_x$.

Это определение доверительных интервалов ΔI_x и ΔD_x дает *овал доверия* (не круг) вокруг I_x и D_x . ΔI_x есть полуось овала доверия в вертикальной плоскости, проведенной через I_x и D_x . Однако другая полуось овала доверия не есть ΔD_x . Вспомним, что ΔD_x есть проекция доверительного интервала в пространстве направлений на периферию при равноплощадном проектировании (рис. A.4a). Величина доверительного интервала вокруг I_x , D_x может быть определена из уравнения (A.44) подстановкой желаемого углового расстояния c (рис. A.4a) для α_{95} . Это приводит к

$$c = \sin^{-1} (\cos I_x \sin \Delta D_x) \quad (\text{A.61})$$

ВРАЩЕНИЕ И ВЫПОЛАЖИВАНИЕ В ПРОСТРАНСТВЕ НАПРАВЛЕНИЙ

Здесь мы выведем уравнения, необходимые для того, чтобы оценить вращение вокруг вертикальной оси, которое необходимо выполнить, чтобы наблюдаемое склонение стало равно ожидаемому (рассчитанному по формуле) склонению. Кроме того, мы выведем уравнения, позволяющие определять занижение наклонения, обнаруживаемое при сравнении наблюдаемого и ожидаемого наклонений.

Равноплощадная проекция на рис. A.6 иллюстрирует проблему. В этом примере наблюдаемое поле имеет наклонение $I_0 = 40^\circ$ и склонение $D_0 = 20^\circ$. Доверительный интервал равен: $\alpha_{95} = 8^\circ$. Сопоставим это наблюдаемое направление поля с ожидаемым

направлением на сайте, где осуществлена выборка: $I_x = 60^\circ$ и $D_x = 330^\circ$. Доверительные интервалы для ожидаемого направления есть: $\Delta I_x = 5,3^\circ$ и $\Delta D_x = 8^\circ$.

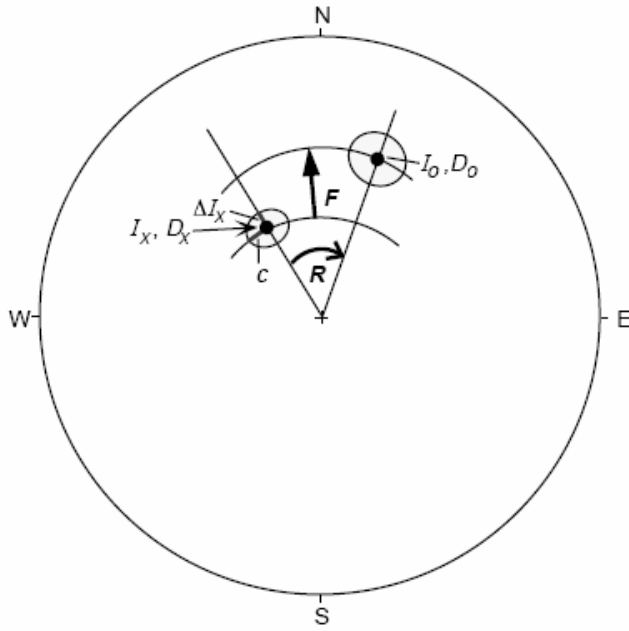


Рис. А.6. Равноплощадная проекция для вращения вокруг вертикальной оси R и занижения наклонения F . Наблюдаемое направление: I_o, D_o ; ожидаемое направление – I_x, D_x ; области доверия вокруг направлений показаны заливкой; c – угловая "ширина" доверительного интервала относительно вертикальной плоскости, проведенной через I_x, D_x .

Вращение вокруг вертикальной оси равно R и определено как положительное, если наблюдаемое направление повернуто относительно ожидаемого направления по часовой стрелке, как показано на рис. А. 6. Вращение вокруг вертикальной оси задается выражением

$$R = D_o - D_x \quad (\text{A.62})$$

Занижение наклонения обозначено F и определено как положительное, когда наблюдаемое наклонение меньше ("ниже"), чем ожидаемое наклонение. Так что F дается выражением

$$F = I_x - I_o \quad (\text{A.63})$$

Нам необходим метод оценки доверительных интервалов для R и F , которые обозначены ΔR и ΔF , соответственно. Очевидный метод для определения доверительных интервалов для R и F состоит в том, чтобы рассматривать ошибки определения наблюдаемых и ожидаемых направлений как независимые ошибки. Этот подход дает

$$\Delta R = \sqrt{\Delta D_o^2 + \Delta D_x^2} \quad (\text{A.64})$$

и

$$\Delta F = \sqrt{\Delta I_o^2 + \Delta I_x^2} \quad (\text{A.65})$$

Доверительные интервалы ΔD_o и ΔI_o могут быть определены с помощью уравнений (А.44) и (А.45). Величины ΔI_x и ΔD_x могут быть определены с помощью уравнений (А.57) и (А.60). Выполненный Демарестом (Demarest, 1983; ссылка к Главе 11) после вывода вышеупомянутых уравнений строгий статистический анализ доверительных интервалов для R и F показал, что для расчетов доверительных интервалов необходимо использовать следующие уравнения:

$$\Delta R = 0.8 \sqrt{\Delta D_o^2 + \Delta D_x^2} \quad (\text{A.66})$$

и

$$\Delta F = 0.8 \sqrt{\Delta I_o^2 + \Delta I_x^2} \quad (\text{A.67})$$

ВРАЩЕНИЕ И СМЕЩЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕ ПОЛЮСОВ

Картина вращения вокруг вертикальной оси и (палео)широтных движений иногда становится более понятной, если сравнивать наблюдаемый палеомагнитный полюс с ожидаемым палеомагнитным полюсом (reference pole). Эта ситуация показана на рис. А.7. Ожидаемый полюс лежит в точке RP (λ_r, ϕ_r) с $A_{95} = A_r$; наблюдаемый полюс – в точке OP (λ_o, ϕ_o) с $A_{95} = A_o$; местоположение сайта, для которого наблюдаемый полюс был построен, – в точке S (λ_s, ϕ_s). Проблема заключается в том, чтобы определить вращение R вокруг вертикальной оси и смещение полюса (движение по направлению к расчетному полюсу), вытекающие из несовпадения наблюдаемого и ожидаемого полюсов.

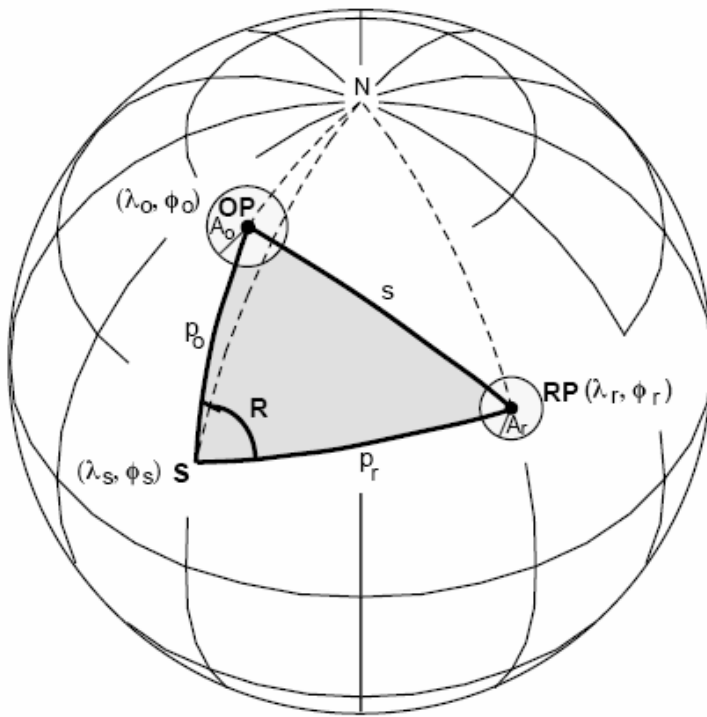


Рис. А.7. Геометрия определения вращений вокруг вертикальной оси и смещений полюса путем сравнения наблюдаемого и расчетного палеомагнитного полюсов. RP – расчетный полюс в точке (λ_r, ϕ_r) с $A_{95} = A_r$; OP – наблюдаемый палеомагнитный полюс в точке (λ_o, ϕ_o) с $A_{95} = A_o$; местоположение сайта S – в точке (λ_s, ϕ_s); N – северный географический полюс; штриховые долготные линии соединяют S с OP и RP с N ; область темной заливки – сферический треугольник с вершинами S , OP и RP и сторонами p_o , p_r и s ; круги светлой заливки – круги доверия вокруг наблюдаемого и расчетного полюсов; вращение вокруг вертикальной оси – угол R .

Построим сферический треугольник, показанный на рис. А.7 с вершинами в S , OP и RP . Первый шаг должен определить угловые расстояния p_r , p_o и s . Существуют два подхода: (1) использование формулы, выведенной для определения дуги большого круга между двумя точками на сфере (уравнение А.20); или (2) использование формулы, выведенной для определения углового расстояния от места наблюдения до наблюдаемого палеомагнитного полюса (уравнение (А.38)). При втором подходе мы строим три сферических треугольника ($N-OP-S$, $N-S-RP$ и $N-OP-RP$), соединяя три вершины $S-OP-RP$ с географическим полюсом. Уравнение (А.38) тогда применяется к каждому из этих трех треугольников, чтобы определить неизвестные угловые расстояния p_r , p_o и s . Результаты таковы:

$$p_r = \cos^{-1}(\sin \lambda_r \sin \lambda_s + \cos \lambda_r \cos \lambda_s \cos[\phi_r - \phi_s]) \quad (\text{А.68})$$

$$p_o = \cos^{-1}(\sin \lambda_s \sin \lambda_o + \cos \lambda_s \cos \lambda_o \cos[\phi_s - \phi_o]) \quad (\text{А.69})$$

$$s = \cos^{-1}(\sin \lambda_r \sin \lambda_o + \cos \lambda_r \cos \lambda_o \cos[\phi_r - \phi_o]) \quad (\text{А.70})$$

Зная эти угловые расстояния, мы можем определить вращение R , приняв во внимание, что R является углом в вершине S и применяя теорему косинусов к сферическому треугольнику $S-OP-RP$:

$$\cos s = \cos p_o \cos p_r + \sin p_o \sin p_r \cos R \quad (\text{A.71})$$

Решение его относительно R дает:

$$R = \cos^{-1} \left(\frac{\cos s - \cos p_o \cos p_r}{\sin p_o \sin p_r} \right) \quad (\text{A.72})$$

Отметим, что уравнение (A.72) не скажет нам, положительно ли R (вращение по часовой стрелке) или отрицательно (вращение против часовой стрелки). Но анализ рисунка А.7 указывает, что в этом примере R отрицательно.

Смещение полюса p равно просто:

$$p = p_o - p_r \quad (\text{A.73})$$

Доверительный интервал для R может быть определен с помощью уравнения (A.66):

$$\Delta R = 0.8 \sqrt{\Delta D_o^2 + \Delta D_x^2} \quad (\text{A.66})$$

где из уравнения (A.60) имеем:

$$\Delta D_x = \sin^{-1} \left(\frac{\sin A_r}{\sin p_r} \right) \quad (\text{A.74})$$

и

$$\Delta D_o = \sin^{-1} \left(\frac{\sin A_o}{\sin p_o} \right) \quad (\text{A.75})$$

Доверительный интервал для p есть Δp , который дается выражением

$$\Delta p = 0.8 \sqrt{\Delta p_r^2 + \Delta p_o^2} \quad (\text{A.76})$$

Из рис. А.7 можем видеть

$$\Delta p_o = A_o \quad (\text{A.77})$$

и

$$\Delta p_r = A_r \quad (\text{A.78})$$

ПАЛЕОШИРОТЫ И ДОВЕРИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕРВАЛЫ

Палеогеографическая карта часто используется, когда необходимо определенную палеомагнитным методом палеошироту присоединившегося террейна сравнить с палеоширотой континента, к которому этот террейн присоединился. Доверительный интервал для палеошироты террейна иллюстрируется так: показываются верхняя и нижняя палеоширотные границы. Пример приведен на рис. 11.13. В этом разделе мы выведем уравнения, которые используются для определения палеоширот и соответствующих доверительных интервалов.

В палеомагнитной литературе используются два основных подхода к этой проблеме. Так же как в проблеме вращения и переноса, при одном подходе работают с измеренным палеомагнитным направлением, в то время как в другом подходе используется рассчитанный палеомагнитный полюс. Мы сначала получим уравнения для метода направлений, а затем обратимся к методу полюсов.

Если мы определили среднее палеомагнитное наклонение I_o для конкретного сайта, для определения палеошироты можно использовать уравнение диполя (уравнение A.11):

$$\lambda_o = \tan^{-1} \left(\frac{\tan I_o}{2} \right) \quad (\text{A.79})$$

Доверительный интервал для I_o равен $\Delta I_o = \alpha_{95}$. Вследствие нелинейности уравнения (А.79) результирующие доверительные интервалы для λ_o несимметричны относительно λ_o . Добавка величины $\Delta I_o = \alpha_{95}$ к I_o дает верхнюю границу доверительного интервала для широты, который мы обозначим I_o^+ :

$$\lambda_o^+ = \tan^{-1} \left[\frac{\tan(I_o + \alpha_{95})}{2} \right] \quad (\text{А.80})$$

Нижняя граница доверительного интервала I_o^- определяется вычитанием $\Delta I_o = \alpha_{95}$ из I_o :

$$\lambda_o^- = \tan^{-1} \left[\frac{\tan(I_o - \alpha_{95})}{2} \right] \quad (\text{А.81})$$

Эти доверительные интервалы для палеошироты λ_o будут симметричны относительно λ_o только для $\lambda_o = 0^\circ$ или $\lambda_o = 90^\circ$.

Это соображение объясняет, почему для палеоширот, определенных на основе палеомагнитных наклонений, иногда приводят асимметричные доверительные интервалы. Например, "Меловая палеоширота террейна Макинтош равна $42,3^\circ$ с верхним и нижним 95%-ыми границами доверия $50,0^\circ$ и $35,7^\circ$, соответственно".

В методе полюсов строится палеогеографическая карта для континента как описано в Главе 10. Доверительный интервал для опорного полюса равен A_r , что непосредственно дает доверительный интервал палеошироты для любой точки на континенте. Как было сказано в разделе о вращениях и смещениях коровых блоков (и иллюстрировало на рис. А.7), угловое расстояние от местоположения сайта до наблюдаемого полюса равно p_o , т. е. равно наблюдаемой палеошироте. Зная p_o , легко определим наблюдаемую палеошироту:

$$\lambda_o = 90^\circ - p_o \quad (\text{А.82})$$

Доверительный интервал для λ_o есть просто A_o , доверительный интервал для наблюдаемого полюса (= доверительный интервал для p_o ; уравнение А.77). Так что это есть доверительные интервалы для палеоширот корового блока и континента, к которому нынче присоединен террейн.

Самый простой способ построить палеогеографическую карту, которая охватывает эти палеоширотные доверительные интервалы, состоит в том, чтобы использовать результаты, полученные выше для "смещений". Пусть Вы хотите показать, как далеко коровый блок переместился по широте относительно континента. Для этого размещаем континент в его палеогеографическом положении; затем используем уравнение (А.82), чтобы определить палеошироту корового блока, и размещаем блок на этой палеошироте. Доверительный интервал для палеоширотного положения корового блока относительно континента равен доверительному интервалу Δp для смещения к полюсу (уравнение А.76). Доверительный интервал "задает" неопределенность в палеоширотах и корового блока, и континента. Но чтобы построить палеогеографическую карту, мы фиксируем континент относительно палеогеографической сетки и приписываем всю палеоширотную неопределенность коровому блоку. Доверительный интервал для палеошироты блока на палеогеографической карте показан как $\lambda_o \pm \Delta p$. Эта процедура была использована при построении средне-позднетриасовой палеогеографической карты на рис. 11.13, показывающей палеошироту Николаи Гринстоуна (Nikolai Greenstone).