

Академия наук СССР

МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ ОКЕАНОВ и новая глобальная тектоника



Издательство «Наука»

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ОКЕАНОЛОГИИ ИМ. П.П. ШИРШОВА

МАГНИТНЫЕ
АНОМАЛИИ ОКЕАНОВ
И НОВАЯ
ГЛОБАЛЬНАЯ ТЕКТОНИКА

3476



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
Москва 1981



В книге рассмотрены основные закономерности структуры аномалий магнитного поля океанов и переходных зон, выявлена связь параметров аномалий с магнитными свойствами горных пород океанского дна. Дан анализ современных моделей формирования океанического магнитоактивного слоя и процессов, приводящих к изменениям в нем. Рассмотрены вопросы методики интерпретации данных морских магнитных съемок, выполнены палеотектонические реконструкции взаимного положения материков в мезокайнозое.

Книга предназначена для геофизиков и геологов, занимающихся исследованием строения океанической земной коры и ее эволюции.

Ответственный редактор
кандидат геолого-минералогических наук
Е. Г. МИРЛИН

ПРЕДИСЛОВИЕ

Исследования магнетизма океанского дна сыграли исключительную роль в появлении и распространении идей новой глобальной тектоники. Открытие планетарной системы океанских линейных магнитных аномалий явилось, безусловно, выдающимся достижением океанологии шестидесятых годов, которое оказало огромное влияние на формирование представлений об образовании литосферных плит и их крупномасштабных перемещениях. В настоящее время линейные магнитные аномалии океанов являются основой для всех неомобилистских реконструкций и уточнения магнитохронологических шкал мезозоя и кайнозоя. Изучение конфигурации, анизотропии и асимметрии магнитных аномалий позволяет решать важную проблему геодинамики — определять направление средней намагниченности в исследуемом районе, что дает сведения о движении литосферных плит в независимой системе координат.

Таким образом, геомагнитные исследования в океане представляют собой раздел морской геофизики, включающий ряд перспективных научных направлений. В свою очередь развитие этих направлений основано на передовых аппаратурно-методических разработках, позволяющих с высокой точностью измерять напряженность геомагнитного поля в океане, выделять и усиливать слабые аномалии, быстро и эффективно решать разнообразные задачи количественной интерпретации.

Вклад советских геофизиков в изучение аномального магнитного поля океанов и разработку методов его анализа весьма значителен. В статьях настоящего сборника рассмотрены конкретные результаты, достигнутые советскими исследователями в развитии средств и методов изучения магнитного поля океанов, анализа и геологической интерпретации магнитных аномалий с позиций концепции тектоники литосферных плит. Большинство авторов являются сотрудниками Института океанологии

им. П.П. Ширшова АН СССР, которыми в течение последних пятнадцати лет выполнен значительный объем геомагнитных исследований в открытом океане. Во многих случаях морская магнитная съемка и обработка полученных материалов проводились в творческом содружестве с сотрудниками других научных организаций (Институт физики Земли АН СССР, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинградское отделение ИЗМИРАН), статьи которых также представлены в сборнике.

Сборник состоит из двух частей. Первую его часть составляют статьи, посвященные новейшим достижениям в разработках магнитометрической аппаратуры, фундаментальным проблемам количественной интерпретации аномалий магнитного поля океана и методам их оперативной обработки. Сюда же включены статьи о методике палеомагнитного анализа данных морской компонентной магнитной съемки, о магнитных свойствах базальтов океанского дна, а также о связи природы линейных магнитных аномалий с глубинными процессами на конструктивных границах литосферных плит. Вторую часть сборника составляют статьи, рассматривающие методику геоисторического анализа магнитных аномалий и реконструкции положения плит в Северной Атлантике, Северном Ледовитом и Тихом океанах. По этим океанам советскими исследователями собран обширный материал об аномалиях геомагнитного поля.

Как можно видеть, тематика статей охватывает почти все основные направления геомагнетизма океанского дна. Поэтому можно надеяться, что публикация данного сборника окажется полезной и привлечет новых исследователей к решению задач одного из самых увлекательных разделов тектоники литосферных плит — геологической и палеомагнитной расшифровке магнитных аномалий океана.

И.И. Беляев

МОРСКАЯ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

Магнитометрия является одним из основных методов, применяемых при морских геофизических исследованиях. Наибольшее распространение при морских геомагнитных исследованиях получили модульные измерения, которые используются для геологического картирования, определения возраста дна океана, глубины погружения кристаллического фундамента, учета вариаций векового хода и т.п. В гораздо меньшем объеме выполняются компонентные исследования, что связано с трудностями измерения компонент геомагнитного поля с движущегося объекта. Компонентные измерения позволяют изучать распределение на акватории океана главного магнитного поля Земли и его изменения и могут использоваться для решения палеомагнитных задач, а также для целей геомагнитной навигации.

Точность морских геомагнитных исследований в сильной степени зависит от того, насколько учтены вариации геомагнитного поля, особенно это существенно для высоких широт. Для записи вариаций используются морские магнитовариационные станции.

Трудности, связанные с учетом вариаций магнитного поля, могут быть устранены при градиентометрических исследованиях. Однако этот метод еще не нашел широкого распространения в практике морских геомагнитных исследований.

В зависимости от цели измерений для проведения морских магнитных съемок применяется следующая магнитометрическая аппаратура: 1) магнитометры, предназначенные для измерения модуля вектора геомагнитной индукции; 2) компонентные магнитометры; 3) градиентометры; 4) морские магнитовариационные станции; 5) магнитометры для глубоководных измерений.

МОДУЛЬНЫЕ МАГНИТОМЕТРЫ

Для измерения модуля вектора геомагнитной индукции в основном используются протонные и квантовые магнитометры.

Высокая точность абсолютных и относительных измерений и независимость показаний от ориентировки датчика делают протонные магнитометры наиболее удобными для морских геомагнитных исследований. Большинство ранее разработанных морских протонных магнитометров было выполнено в единичных экземплярах в виде макетов или опытных образцов. Исключение составляют лишь макеты магнитометра МПМ-4, который выпускался небольшими сериями [Новыш и др., 1974]. Первым серийным морским протонным магнитометром является модель АМП-3. После этого было разработано еще несколько моделей магнитометров, описание которых приводится ниже.

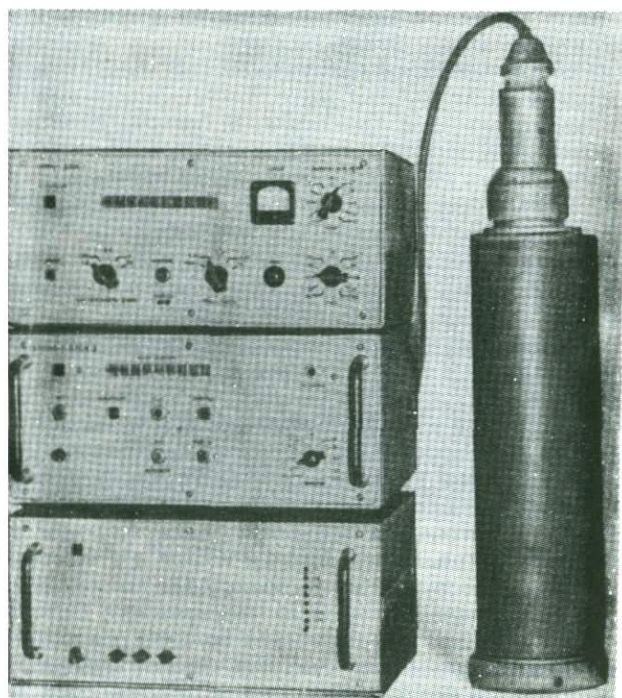
Автоматический протонный магнитометр АПМ-3 (рис. 1) разработан Морским гидрофизическим институтом АН УССР [Новыш и др., 1974]. Конструктивно прибор выполнен в виде стойки размером 720×430×400 мм и имеет массу около 50 кг. В стойке размещены: блок питания, частотомер ЧЗ-32, магнитометрический блок, типовой регистратор Н-349 и блок электроники. Гондола изготовлена из полиэтилена. Ее габариты: наружный диаметр 135 мм, длина 350 мм. Масса гондолы 8 кг. Датчик тороидальный, двухсекционный. Внутренняя часть гондолы, где расположен датчик, заливается керосином. Диапазон измерений от 20 000 до 100 000 нТл перекрывается переключателем на 42 положения. Инструментальная точность ± 1 нТл. Виды регистрации: визуальная (цифровая), аналоговая в масштабе 1 или 10 нТл/мм на диаграммной ленте шириной 100 мм и цифровая на перфоленте в двоично-десятичном коде с использованием перфоратора ПЛУ-1. В приборе обеспечен автоматический цикл работы через 2, 4, 10, 20 и 60 с.

Аэроморской протонный магнитометр АМПМ-1 (рис. 2) разработан во ВНИИгеофизики Министерства геологии СССР [Беляев и др., 1976]. Магнитометр состоит из электронного измерительного блока, аналогового регистратора, блока питания, блока управления перфоратором, двух гондол (для измерений с самолета и судна) и перфоратора ПЛ-80. Тороидальный датчик помещается во внутренней части гондолы, которая заливается рабочим веществом — керосином. Диапазон измерения от 20 000 до 100 000 нТл, максимальная чувствительность 0,625 нТл. Инструментальная точность измерений ± 1 нТл. Виды регистрации: аналоговая — на 160-мм диаграммной ленте в масштабе 1, 2, 4 и 16 нТл/мм, визуальная и цифровая — в двоичном коде соответственно на табло и перфоленте. Управление магнитометром автоматическое с циклами 0,6; 2,3; 9,4; 18,8 с, ручное (от кнопки) и от регистратора, имеющего свою схему управления. Питание прибора осуществляется от бортовой сети (27 В) или сети переменного тока (220 В, 50 Гц). Средняя потребляемая мощность от сети переменного тока 250 Вт. Масса магнитометра без буксировочного кабеля 50 кг.

Морской буксируемый магнитометр МБМ-1 разработан в ОКБ НПОрудгеофизика [Ливотов и др., 1979]. В состав прибора входят: стойка, состоящая из измерительного блока, блока питания и блока сопряжения; двухканальный регистрирующий прибор ЛКС4-005; перфоратор ленточный унифицированный ПЛУ-1; забортное устройство, состоящее из корпуса гондолы с магниточувствительным элементом (датчиком) и буксировочного кабеля типа КНГ 2×2,5. В этом магнитометре использован бескаркасный тороидальный датчик. Он устанавливается во внутренней части гондолы, которая заполняется рабочим веществом: октаном или бензином. В гондоле имеется резиновый компенсатор, выравнивающий перепад давления на глубине. Масса гондолы 23 кг. Диапазон измерения магнитометра от 20 000 до 100 000 нТл, максимальная чувствительность 0,1 нТл. Средняя квадратическая погрешность измерений не превышает $\pm 0,5$ нТл (при циклах измерения 10, 30 и 60 с) и ± 1 нТл (при цикле измерения 2 с), систематическая погрешность измерения 3 нТл.

Магнитометр имеет следующие режимы работы: автоматический с циклами измерения 2, 10, 30 и 60 с, автоматический с управлением от периферийных систем сбора и обработки информации, ручной пуск и самоконтроль. Регистрация производится на индикаторном табло в на-

Р и с. 1. Магнитометр АПМ-3



Р и с. 2. Магнитометр АМПМ-1

нотеслах, на диаграммной ленте двухканального регистратора в аналоговой форме (одновременно в двух масштабах: 100 и 1000 нТл на шкалу), на ленте перфоратора в виде пятиразрядного числа в международном телеграфном коде М2. Электропитание магнитометра осуществляется от сети переменного тока (220 В, 50 или 400 Гц), потребляемая мощность не более 420 Вт. Масса магнитометра без буксировочного кабеля 110 кг.

Магнитометр ММП-2 разработан в НПО Южморгео [Углов и др., 1977]. Он состоит из электронного блока (частотомер ЧЗ-35), аналогового регистратора (самопишущий мост КСМ-2) и гондолы с датчиком (рис. 3). Гондола — стеклопластиковая труба с титановым кабельным вводом и цилиндрическим датчиком на конце. Длина гондолы 2 м, наружный диаметр трубы 55 мм, датчика — 90 мм. Масса гондолы с датчиком 12 кг. Диапазон измерения от 20 000 до 70 000 нТл, чувствительность 0,1 нТл. Виды регистрации: аналоговая — на 160-мм диаграммной ленте в масштабах 20, 200 и 2000 нТл на шкалу, визуальная (шестиразрядное табло) и цифровая — на перфоленте. Цикл измерения 10 с. Масса магнитометра без буксировочного кабеля и перфоратора 57 кг. Потребляемая мощность от сети переменного тока (220 В, 50 Гц) 190 Вт.

В 1978 г. были проведены испытания ММП-2 в магнитной обсерватории. В качестве базового прибора использовался магнитометр М-32. Испытания показали, что магнитометр ММП-2 имеет систематическую погрешность ± 2 нТл, средняя квадратическая погрешность, вычисленная по серии измерений, составила $\pm 0,2$ нТл.

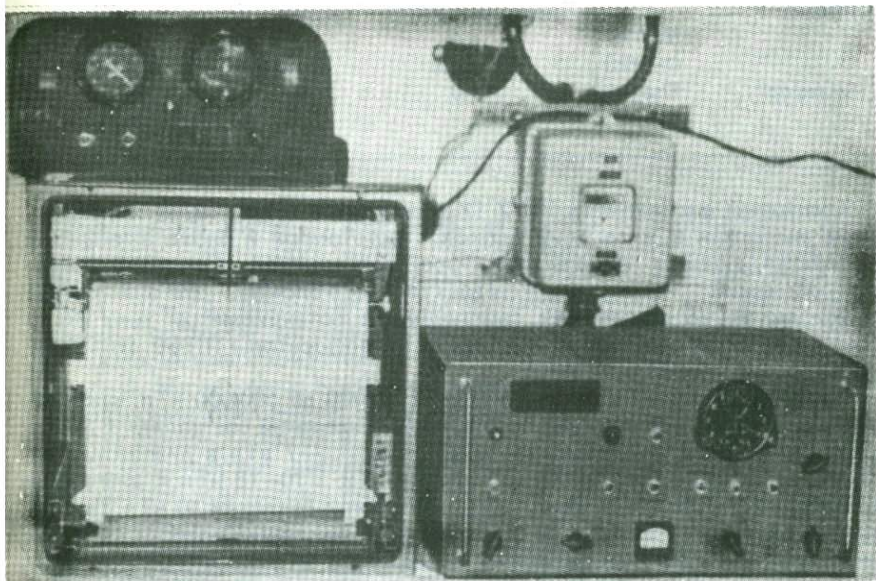
Морской протонный магнитометр МПМ-5 (рис. 4) разработан в Институте океанологии АН СССР [Беляев, 1979]. Он позволяет получать результаты непосредственно в нотеслах. В приборе применена электронная схема включения поляризации, умножитель построен по схеме управляемого генератора с обратной связью и коэффициентом умножения, равным 512. Синхронное включение поляризации позволило получить максимальное быстродействие 1 изм/с при чувствительности 0,1 нТл.

Макет магнитометра МПМ-5 состоит из гондолы с магниточувствительным блоком (датчиком), электронного блока и аналогового регистратора. Диапазон измерения от 20 000 до 70 000 нТл. Чувствительность магнитометра 0,1 нТл, средняя квадратическая погрешность измерения не более ± 1 нТл. Циклы измерения: автоматический с периодом 1, 3, 6, 20 и 60 с; ручной (от кнопки) и от внешнего запуска. Регистрация показаний визуальная (6 декад) и аналоговая в масштабах 1, 2 и 10 нТл/дел.; имеется выход в систему сбора геофизической информации и для записи на перфоленту. Потребляемая мощность от сети переменного тока (220 В, 50 Гц) 250 Вт. Масса прибора без буксировочного кабеля 40 кг.

Наравне с протонными магнитометрами широкое применение для морских геомагнитных исследований нашли и отечественные квантовые магнитометры. Основными их достоинствами по сравнению с протонными магнитометрами являются наличие непрерывного сигнала и его большие амплитуда и частота. Это позволяет получать высокое быстродействие (до десятков измерений в секунду) и чувствительность (до сотых долей нТл и выше). Однако квантовые магнитометры обладают несколькими существенными недостатками, которые в сильной степени затрудняют их применение на море; к ним относится наличие так называемых "мертвых зон", приводящих к отсутствию сигнала на некоторых курсах, а также ориентационной зависимости, достигающей величины 2—10 нТл.



Р и с. 3. Магнитометр ММП-2



Р и с. 4. Магнитометр ММП-5

Разработкой и выпуском отечественной морской квантовой магнитометрической аппаратуры занимается СКБ физического приборостроения АН СССР. Начав с разработки магнитометров типа БТМ, СКБ ФП АН СССР в дальнейшем разработало магнитометры типа КМ. Основой приборов этой серии является квантовый генератор с оптической ориентацией атомов цезия. Квантовый генератор выполнен по схеме с перекрестной обратной связью с двумя ячейками поглощения. Ниже приведено описание магнитометров серии КМ.

Т а б л и ц а 1

Зарубежные морские протонные магнитометры

Фирма-изготовитель	Модель	Чувствительность, нТл	Цикл измерений, с	Погрешность измерений, нТл
"Вариан" (США)	M-50	1,0	3-30	$\pm 3,0$
	V-4937	1,0	2-300	$\pm 1,0$
	V-75	0,1	3-60	$\pm 0,5$
"Джионикс"	PMM-7116	0,2	6-60	-
"Джиджет-рикс" (США)	G-801	0,25	3,5-60	$\pm 0,5$
		0,5	3-60	
	G-801/803	0,5	3,5; 6	$\pm 0,5$
		1,0	3	$\pm 0,5$
"Барринджер" (Канада)	OM-104	0,5	2	$\pm 0,5$
		1,0	1-90	
	SM-123	1,0		$\pm 1,0$
	DM-123	(0,5)	2с-99 мин	($\pm 0,5$)
"Литтемор"	EIsec type 5191	1,0	1-60	

Квантовый магнитометр КМ-2 [Красильников и др., 1975] конструктивно выполнен в виде двух блоков: частотомера и блока выводного устройства, а также гондолы, в которой размещается квантовый генератор, состоящий из оптического и электронного блоков. Для аналоговой записи могут использоваться самопишущие потенциометры типа ПС-1, КСП и др., а для цифровой регистрации — перфораторы ПЛ-80, ПЛ-150 и телеграфный аппарат СТА-М67Б.

Диапазон измерения магнитометра от 15 000 до 100 000 нТл, чувствительность 1 нТл. Абсолютная погрешность измерений составляет ± 3 нТл в диапазоне поля от 30 000 до 60 000 нТл, $\pm 5-7$ нТл в диапазонах от 15 000 до 30 000 и от 60 000 до 70 000 нТл и $\pm 10-15$ нТл в диапазоне от 70 000 до 100 000 нТл. Амплитуда магнитной девиации 10 нТл. Циклы измерения: 0,3; 1; 2; 10 и 60 с. Регистрация показаний прибора визуальная, аналоговая (двухмасштабная) и цифровая в международном телеграфном коде М2. Потребляемая мощность от сети переменного тока (220 В, 50 Гц) 75 Вт. Масса магнитометра (двух блоков и гондолы) 42 кг.

Квантовый магнитометр КМ-2М [Красильников и др., 1975] обладает теми же характеристиками, что и КМ-2, но в нем реализованы режимы измерений с разрешающей способностью 0,1 и 0,01 нТл при времени измерения 3 и 30 с соответственно. Применена также новая элементная база (серия 217), обладающая более высокими параметрами. Высокая степень унификации позволила применить выводное устройство магнитометра КМ-2М в сочетании со всеми магнитометрами серии КМ разработки СКБ ФП АН СССР.

Квантовый магнитометр КМ-2У [Магнитные приборы, 1978] значительно отличается от предыдущих моделей. Были изменены почти все узлы

Диапазон измерений, 10^3 нТл	Вид регистрации	Масса магнитометра, кг	Потребляемая мощность, Вт
25–85	Визуальная, аналоговая	–	–
20–100	Визуальная, аналоговая, цифровая	–	–
20–100	Визуальная, аналоговая (двухмасштабная), цифровая	61	250
25–75	Визуальная, аналоговая, цифровая	85	50
20–100	Визуальная, аналоговая (двухмасштабная), цифровая	54	300
20–100	Визуальная, аналоговая, цифровая	54	250
20–100	То же	32	300
20–100	“	24	–
24–72	“	–	–

магнитометра, включая электрические схемы и конструкции блоков и гондолы. Вместо двух блоков (частотомера и блока выводов) в КМ-2У имеется лишь один блок, габариты которого $480 \times 160 \times 480$ мм, а масса 19 кг. Внесены изменения в конструкцию датчика, которая позволяет менять положение датчика, что обычно бывает необходимо при работе в экваториальных широтах. Значительно расширен диапазон циклов измерений. Магнитометр КМ-2У выпускается в четырех вариантах, которые обеспечивают применение его в условиях наземной, морской и аэромагнитной съемок, а также в стационарных условиях магнитной обсерватории. Динамический диапазон измерений 15 000–100 000 нТл. Основная погрешность измерений: в диапазоне 15 000–30 000 нТл не более ± 5 нТл, в диапазоне 30 000–70 000 нТл не более ± 3 нТл. Дополнительная погрешность измерений, связанная с изменением ориентации датчика относительно направления измеряемого поля, и погрешность, обусловленная влиянием температуры в пределах рабочих условий эксплуатации, не превышает 5 нТл. Вид: регистрации: визуальная, аналоговая – на самопишущих потенциометрах ПС1 или КСП-4 и цифровая – на перфораторе ПЛ-150 и телеграфном аппарате СТА-М67Б. В приборе имеется 6 циклов измерений: 50, 5 и 1 изм/с и 1 измерение в 2, 20 и 60 с. При этом цена отсчета соответственно равна 10; 1; 0,1; 0,01 и 1 нТл. Питание прибора осуществляется от сети переменного тока (220 В, 50 Гц) или от источника постоянного тока напряжением 27 В. Потребляемая мощность не более 65 Вт. Гондola магнитометра имеет следующие габариты: диаметр 150 мм, длина 1360 мм, масса 25 кг.

За рубежом для морских геомагнитных измерений в основном применяются протонные магнитометры. К настоящему времени в США, Англии,

ФРГ, Японии и других странах разработано большое количество морских протонных магнитометров [Hood, 1975, 1976]. В этих приборах, как правило, используется электронно-счетный метод измерения частоты с выдачей результатов измерений в нанотеслах, причем предусматривается возможность обработки данных на электронно-вычислительных машинах. Аналоговая запись большей частью двухмасштабная. Большое распространение получили универсальные магнитометры, предназначенные для различных видов съемок. В табл. 1 приведены технические характеристики наиболее распространенных в настоящее время зарубежных морских протонных магнитометров.

Морские квантовые магнитометры за рубежом применены редко. Как правило, они обладают высокой чувствительностью, достигающей до 0,01 нТл. В некоторых магнитометрах имеется ориентирующее устройство для изменения ориентации датчика при изменении курса судна.

КОМПОНЕНТНЫЕ МОРСКИЕ МАГНИТОМЕТРЫ

Для измерения компонент геомагнитного поля на водной поверхности в настоящее время в основном используются феррозондовые и квантовые магнитометры.

Применению феррозондовых датчиков для измерения компонент способствует свойственная им ориентационная зависимость между направлением вектора измеряемого поля и продольной осью датчика, относительная легкость осуществления ориентации датчика по нужному направлению, малая масса и габариты датчика, а также простота его конструкции. Однако показания феррозондовых магнитометров являются относительными, к тому же они обладают недостаточной стабильностью нуля.

Необходимость при компенсационных измерениях стабилизации магниточувствительного элемента или вспомогательной колесной системы по заданному направлению является одной из основных трудностей этого вида измерений в море. Для стабилизации применяются различные методы, среди которых наибольшее распространение получили маятниковая стабилизация с использованием карданова подвеса и гиросtabilization.

Склонение D в этих приборах определяется посредством измерения угла между географическим меридианом, определяемым по данным гирокомпасов или по астронаблюдениям, и магнитным меридианом, определяемым по ориентирующему датчику феррозонда.

С 1953 г. в СССР разработано несколько типов морских компонентных магнитометров, которые были выполнены в основном в виде макетов и изготовлены в единичных экземплярах. К ним относятся: магнитометр НИИЗМ-2 для измерения Z -составляющей [Афанасьев и др., 1960]; трехкомпонентный магнитометр для измерения H , Z и D , разработанный для немагнитного судна "Заря" [Иванов, 1966]; буксируемый Z -магнитометр [Маевский и др., 1965]; двухкомпонентный буксируемый магнитометр [Иванов и др., 1968]; трехкомпонентный морской магнитометр [Карнаушенко, 1968].

Во всех этих приборах использованы феррозондовые датчики, а основное их отличие заключается в методах стабилизации положения датчика.

В двух- и трехкомпонентных магнитометрах используются три взаимоперпендикулярных датчика, один из которых служит для ориентации

всей системы вдоль магнитного меридиана, два других — для измерения H - и Z -составляющих.

Погрешность измерения компонент этими приборами по H - и Z -составляющим была в пределах 50–100 нТл, а по D 0,5–1°.

В Советском Союзе основной объем морских компонентных измерений произведен на немагнитном судне "Заря", которым с 1953 г. пройдено порядка 620 000 пог. км с непрерывной записью вертикальной и горизонтальной составляющих, магнитного склонения и модуля полного вектора геомагнитного поля [Иванов и др., 1978]. Для измерения H и Z непрерывно по ходу судна использовался трехкомпонентный магнитометр, а для дискретных измерений — двойной компас. Магнитное склонение определялось с помощью визуальных определений магнитного пеленга света в отдельных точках с известными координатами и сравнения его с истинным пеленгом. Относительные измерения магнитного склонения записывались как разность между истинным и магнитным курсом судна. Для получения истинного курса использовался гирокомпас "Курс-4", магнитного курса — вначале дистанционный магнитный компас, затем ориентирующий канал трехкомпонентного магнитометра.

Полная напряженность геомагнитного поля измерялась с помощью протонного магнитометра.

Погрешность измерений элементов геомагнитного поля на НИС "Заря", выполненных в разное время, составила: $\pm 0,5^\circ$ по D , ± 60 нТл по T , ± 100 нТл по $H-Z$. В связи с переходом в 1968 г. на цезиевый магнитометр точность определения H и Z повысилась до 60 нТл.

В 1967 г. в ЛО ИЗМИРАН и СКБ ФП АН СССР разработан абсолютный морской компонентный магнитометр, в котором применен цезиевый самогенерирующий датчик T -магнитометра. Датчик магнитометра вместе с компенсирующими кольцами установлен на штоке гировертикали [Алексеев, 1972]. Этот магнитометр был установлен на НИС "Заря" и использовался для определения базисной линии феррозондового Z -магнитометра.

В 1973 г. в ЛО ИЗМИРАН разработан макет H -магнитометра, использующий принцип косвенной стабилизации датчика [Журий и др., 1974]. При испытании этого прибора в Балтийском море средняя квадратическая погрешность измерения H -составляющей не превышала ± 26 нТл.

Основной организацией, занимающейся разработкой отечественных морских компонентных магнитометров, является СКБ ФП АН СССР, где в 1970 г. был разработан компонентный магнитометр МКМ для измерения модуля полного вектора геомагнитного поля и его составляющих H и Z . Продолжением этой разработки явилось создание в 1973 г. новой модели компонентного магнитометра КМ-3 [Красильников и др., 1975].

В этих магнитометрах датчик устанавливается в центре колечной системы, ориентированной и стабилизированной по вертикали. Колечная система представляет собой физический маятник, подвешенный на двойном кардановом подвесе. Через колечную систему пропускается ток, создающий дополнительное поле в датчике магнитометра. Измерения этими приборами осуществляются двумя методами: дополнения и компенсации.

В комплект магнитометра КМ-3 входят два блока (измерительный и компенсации) и гондола с квантовым генератором, состоящим из оптического и электронного блоков.

Для аналоговой регистрации могут использоваться типовые самопишущие потенциометры типа КСП или КСПП. Цифровая регистрация

Т а б л и ц а 2

Отечественные морские компонентные магнитометры

Характеристика	МКМ	КМ-3
Измеряемые компоненты магнитного поля Земли	T, H, Z	T, H, Z
Динамический диапазон, нТл по T	20 000—70 000	20 000—70 000
по H при измерении методом компенсации	20 000—40 000	10 000—40 000
по Z при измерении методом дополнения	20 000—70 000	20 000—70 000
Погрешность измерений в стационарных условиях, нТл		
по T	Не более ± 5	Не более ± 5
по H и Z	Не более ± 30	Не более ± 20
Точность юстировки системы колец в направлении истинной вертикали, угл. мин	Не хуже 1—2	Не хуже 1—2
Период измерений, с	2,5, 10, 30, 60	0,5; 1; 15; 30, 60
Порог чувствительности, нТл	1,0	1,0
Потребляемая мощность, Вт	150	105
Масса буксируемой гондолы, кг	90	55

отсутствует, что затрудняет автоматизацию обработки. Была сделана попытка частично автоматизировать КМ-3, для чего разработан спецпроцессор, в котором производятся вычисления H и Z при методе дополнения, а при методе компенсации, помимо вычислений составляющих, автоматически вырабатывается ток, пропускаемый через колечную систему, пропорциональный величине вертикальной составляющей Z [Прохоренко, 1975]. Однако этот спецпроцессор не нашел применения из-за сложности работы с ним. Он был выполнен в одном экземпляре и применялся совместно с магнитометром КМ-3 лишь в 58-м рейсе НИС "Витязь" (см. наст. сборник, статью Шрейдера и др.).

Основные технические характеристики магнитометров МКМ и КМ-3 представлены в табл. 2. Как видно из таблицы, диапазон измерений у них один и тот же, но в КМ-3 уменьшена погрешность измерений по H и Z до 20 нТл, увеличено быстродействие работы прибора и уменьшена масса гондолы.

Геоманнитные измерения компонент с использованием магнитометров КМ-3 были выполнены в 58-м рейсе НИС "Витязь" в Индийском океане (1976 г.), на Байкале (1977 г.) и в 1-й морской геофизической экспедиции ИФЗ АН СССР в центральной части Атлантического океана (1978 г.). Погрешность измерений составила: 10—20 нТл по T , 20—70 нТл по Z и H .

Основным недостатком магнитометра КМ-3 является отсутствие цифровой регистрации, что в значительной степени затрудняет обработку полученных результатов, а также возможность разъюстировки колечной системы, которая приводит к большим погрешностям в измерениях. В новой модели компонентного магнитометра эти недостатки были учтены. Макет данного магнитометра испытывался в 21-м рейсе НИС "Дмит-

рий Менделеев" в Тихом океане (1978 г.). Общий объем компонентных измерений составил около 8000 миль [Беляев и др., 1980].

Из зарубежных морских компонентных магнитометров известно несколько разработок, выполненных в ГДР, ФРГ и Японии. В них используются феррозондовые датчики с маятниковыми кардановыми подвесами. Изготовлены они в единичных экземплярах. Это связано с тем, что основной объем компонентных измерений в океанах за рубежом выполняется с самолетов. В 1953 г. в США были начаты аэромагнитные съемки по проекту "Магнит", и к настоящему времени выполнено значительное количество маршрутов в Тихом, Индийском и Атлантическом океанах. Особенно густа сеть наблюдений в северной части Атлантического океана. Измерения производятся в основном трехкомпонентными магнитометрами.

ГРАДИЕНТОМЕТРЫ

Измерение градиентов геомагнитного поля дает возможность получать дополнительную информацию для интерпретации геомагнитных данных. Наибольший интерес представляет вертикальный градиент геомагнитного поля, но его трудно измерить на движущемся судне, и поэтому большее распространение получило измерение градиента вдоль движения судна.

Наблюдения, выполненные с градиентометром, свободны от вариаций геомагнитного поля, что позволяет обнаруживать слабые аномалии даже в высоких широтах, где амплитуды вариаций велики. Выбор нулевого уровня для аномальных значений градиента, часто необходимый при количественной интерпретации, определяется по смене знака градиента, определение же уровня аномалий ΔT представляет значительную трудность.

Однако измерение градиентов имеет преимущество перед съемкой ΔT , лишь когда магнитовозмущающий объект находится на небольшом расстоянии от уровня наблюдений. При большом удалении более информативной становится съемка ΔT . Поэтому при измерениях на море целесообразно использование магнитометров-градиентометров. Часто такие приборы называют дифференциальными магнитометрами.

Первые попытки измерения градиентов на море осуществлялись в виде экспериментов для исследования вариаций геомагнитного поля, индуцированного движением морских волн на мелководье. Производились также измерения градиентов с помощью двух квантовых магнитометров типа КМ-2. Однако точность и чувствительность этих приборов недостаточны для такого рода измерений.

Для градиентометрических измерений могут использоваться как квантовые, так и протонные датчики. Первые обладают высокой чувствительностью, но имеют значительную ориентационную зависимость, что затрудняет их применение в движении. Вторые обладают высокой стабильностью и точностью измерений, но менее чувствительны.

В последние два года появились отечественные магнитометры-градиентометры, которые уже нашли применение для геомагнитных исследований. К ним относятся следующие приборы.

Квантовый магнитометр-градиентометр КМ-8 [Магнитные приборы, 1978]. Наборная часть магнитометра выполнена в виде двух блоков — измерительного устройства и вычислительного с выводным устройством.

Динамический диапазон при измерении модуля геомагнитной индукции 15 000—70 000 нТл и при измерении разности полей (градиента) 0—50 000 нТл. Погрешность измерений в диапазоне от 30 000 до 70 000 нТл составляет ± 3 нТл и в диапазоне от 15 000 до 30 000 нТл равна ± 5 нТл. База градиентометра от 1 до 200 м. Виды регистрации: визуальная — по табло и цифровая — на перфораторе типа ПЛ-150 в коде ВС или М2, а также на телеграфном аппарате типа СТА-М67Б. Скорость измерений от 100 изм/с до 1 измерения за 10 с, а чувствительность от 0,001 до 1,0 нТл. Питание магнитометра может осуществляться как от сети переменного тока (220 В, 50 Гц), так и от источника постоянного тока (27 В). Потребляемая мощность 150 Вт. Масса магнитометра 80 кг.

Магнитометр КМ-8 предназначен для стационарных измерений, однако его применяют и для морских исследований. Так, в 1978 г. он использовался в 1-й морской геофизической экспедиции ИФЗ АН СССР в Атлантическом океане. Ввиду отсутствия морской гондолы для этого прибора были использованы две гондолы от магнитометра КМ-2У, которые буксировались на отдельных кабелях типа КПММ. Измерения производились при базе 100 м, чувствительности 1 нТл и цикле 1 измерение за 10 с. Работы эти носили в основном методический характер.

Дифференциальный протонный магнитометр был изготовлен в макетном исполнении во ВНИИгеофизики и Институте океанологии им. П.П. Ширшова АН СССР. Этот прибор обладает чувствительностью 0,1 нТл и позволяет регистрировать величину вектора геомагнитной индукции, ее градиент и знак. Магнитометр использовался при геофизических исследованиях на оз. Байкал в 1977 г.

В 1977 г. в НПО Южморгео был разработан **гелиевый магнитометр-градиентометр**, обладающий порогом чувствительности по T 0,02 нТл, а по градиенту 0,05 нТл. Конструктивно прибор выполнен в виде стойки, в которой расположены два регистратора каналов I и II (частотомеры ЧЗ-35), блок управления и два аналоговых регистратора (самопишущие мосты КСМ2). Габариты стойки 640×910×610 мм, масса 90 кг. Гондола может быть использована в двух вариантах: с жесткой базой 2,5 м (длина гондолы 3 м, наружный диаметр 160 мм) и с переменной (гибкой) базой, при которой гондола разделяется на две части, соединяющиеся между собой кабелем.

Из зарубежных разработок известно несколько типов магнитометров-градиентометров. Фирма "Джиометрикс" разработала две модели: G-802, G-801/g [Marine proton. . . , 1975]. У первого прибора порог чувствительности 0,1 нТл, у второго 0,125 нТл. В G-801/g за счет разнесения датчиков на расстояние 152 м чувствительность градиентометра доводится до $2 \cdot 10^{-3}$ нТл/м. Измерение градиента производится вдоль движения судна. Этим же фирмой разработаны три модификации протонного градиентометра для измерения продольного, поперечного и вертикального градиента поля T относительно направления движения судна.

Фирма "Вариан" (США) разработала цезиевый магнитометр-градиентометр, который использовался для обнаружения месторождений редких металлов у берегов Аляски. Этим же фирмой разработан цезиевый градиентометр, предназначенный для работ, связанных с очисткой Суэцкого канала [Hood, 1976].

МОРСКИЕ МАГНИТОВАРИАЦИОННЫЕ СТАНЦИИ

Современные морские магнитометры, особенно протонные, обеспечивают высокую точность геомагнитных измерений (порядка 1—5 нТл). Наличие радиогеодезических и спутниковых систем навигации дает возможность определять местоположение судов в океане с точностью до сотен метров и выше, что в принципе позволяет производить высокоточные магнитные съемки. Однако этого, как правило, не удастся сделать из-за отсутствия учета вариаций геомагнитного поля в районах работ. Поэтому точность магнитных съемок, выполненных в океане, находится обычно в пределах 10—30 нТл.

Применение морских магнитовариационных станций позволит значительно поднять точность магнитных съемок. Наличие высокочувствительной магнитометрической аппаратуры, обладающей порогом чувствительности 0,1 нТл и выше, требует более строгого учета вариаций с синхронизацией во времени работ магнитометра и вариометра. При этом точность съемки может быть доведена до десятых долей нанотеслы. Примером таких работ может служить геомагнитная съемка, проведенная на участке северо-восточного шельфа Черного моря, где применялся гелиевый магнитометр, обладающий чувствительностью 0,05 нТл [Углов и др., 1976]. Учет вариаций производился аналогичным прибором. При этом точность съемки составила $\pm 0,4$ нТл.

В настоящее время имеется несколько разработок морских магнитовариационных станций. Выполнены они в виде макетов или опытных образцов, изготовленных в единичных экземплярах. К ним относятся [Новыш и др., 1974]:

1. Автономная морская магнитовариационная станция АММВС (феррозондовая), которая служит для измерения вертикальной составляющей геомагнитного поля и может применяться в трех вариантах: буйковой, плавающей и донной станций.

2. Автономная морская протонная магнитовариационная станция (АМПВС-Т), разработанная для измерения модуля вектора геомагнитного поля. За основу в ней принят протонный магнитометр М-20.

3. Квантовый вариометр КВ-Т (морской вариант) с датчиком на основе оптической накачки.

4. Подводный магнитный вариометр вертикальной составляющей. Датчик — постоянный магнит на горизонтальных растяжках.

5. Донная вариационная станция с дистанционным управлением, разработанная на основе оптико-механического вариометра с фотоэлектрическим преобразователем.

6. Донная магнитовариационная станция, разработанная для регистрации D -, H - и Z -компонент геомагнитного поля. В качестве датчиков применены кварцевые вариометры ИЗМИРАН.

7. Морская магнитовариационная станция, разработанная для регистрации вариаций D -, H - и Z -компонент на дне моря. В ней использованы кварцевые датчики.

8. Морской донный магнитометр, представляющий собой шельфовую донную автономную вариационную станцию с магниточувствительным датчиком в виде подвижного постоянного магнита на растяжках с индукционным преобразователем угла поворота магнита в электрический сигнал.

9. Автономная морская донная магнитовариационная станция (АМДМВС). В качестве датчиков в ней использованы кварцевые варио-

метры системы Боброва. Станция предназначена для регистрации вариаций D -, H - и Z -компонент геомагнитного поля. В результате дальнейшей разработки этой модели началось изготовление ее опытных образцов [Костин и др., 1976].

В СКБ ФП АН СССР разработан квантовый T -вариометр [Красильников и др., 1975]. Он предназначен для измерения вариаций геомагнитного поля в составе автономной донной или буйковой морской вариационной станции.

В состав вариометра входят погружаемый измерительный комплекс и бортовой комплекс воспроизведения данных. Погружаемый комплекс содержит элементы формирования полезного сигнала: датчик с двумя ячейками поглощения и блок формирования, установленные в отдельном контейнере; измерительное и регистрирующее устройства, размещенные в общем приборном контейнере, и источники питания — аккумуляторные батареи, размещенные в трех отдельных контейнерах.

Глубоководные контейнеры комплекса, выполненные из стеклокерамической трубы с внутренним диаметром 350 мм и длиной 800 мм, рассчитаны на погружение станции на глубину до 1000 м.

Измерительное устройство позволяет проводить измерения длиннопериодных и короткопериодных вариаций. Обработка полученной информации после подъема погружаемой части вариометра осуществляется аппаратурой бортового комплекса, которая обеспечивает считывание полученной информации и регистрацию данных на перфораторе ПЛ-150 и типовом самописце. Прибор обеспечивает диапазон измерения 15000—70000 нТл. Ориентационная погрешность 0,05 нТл/угл.град, разрешающая способность 0,1 и 1 нТл. Быстродействие составляет 5,1 изм/с и 1 измерение за 1,6 и 10 с. Потребляемая мощность 29 Вт.

Несмотря на такое количество разработок, до сих пор отсутствует серийный выпуск морских магнитовариационных станций, и поэтому магнитные съемки в океанах, как правило, проводятся без учета вариаций магнитного поля.

МАГНИТОМЕТРЫ ДЛЯ ГЛУБОКОВОДНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

При геомагнитных измерениях в океане, где глубина составляет несколько тысяч метров, аномалии магнитного поля получаются сильно сглаженными, в результате чего теряется много полезной информации. Поэтому большой интерес представляет измерение геомагнитного поля непосредственно у дна. Такие измерения могут производиться с помощью магнитометров, установленных в глубоководных буксируемых аппаратах. В США разработано несколько конструкций таких аппаратов. Например, буксируемый аппарат Скриппсовского океанографического института представляет собой глубоководный контейнер с геофизической аппаратурой. Длина контейнера 2 м, масса около 600 кг. Питание всей аппаратуры в контейнере производится по одножильному кабелю, который одновременно является буксировочным.

В контейнере установлены следующие приборы:

протонный магнитометр с порогом чувствительности 1 нТл и циклом измерения 10 с и более. Гондола с датчиком буксируется за аппаратом на расстоянии 20—25 м. Одновременно производятся геомагнитные измерения на поверхности океана с помощью типового буксируемого магнитометра; два эхолота (один для определения расстояния до поверхности

океана, другой до дна); два сонара бокового обзора; система непрерывного сейсмопрофилирования; фотокамера; телевизионная камера; измеритель скорости звука; мощная страбирующая лампа (для фото-съемки).

Для определения местоположения аппарата в районе работ устанавливаются три или более акустических маяка. Поддержание заданной глубины осуществляется с помощью набортной судовой лебедки. Такой метод измерения геомагнитного поля дает возможность изучать тонкую структуру магнитных аномалий в океане и существенно повысить разрешающую способность магнитных съемок.

В заключение необходимо отметить, что дальнейшее развитие морской магнитометрии должно быть направлено на улучшение технических характеристик аппаратуры и развитие новых методов измерений.

Одной из актуальных задач в морской магнитометрии является внедрение в практику морских геомагнитных исследований автономных магнитовариационных станций, что значительно увеличит точность съемок в океане. Необходимо также разработать морские магнитометры-градиентометры, обладающие высокими точностными характеристиками. Весьма перспективно измерение геомагнитного поля непосредственно у дна, что требует скорейшей разработки отечественных глубоководных магнитометров.

Увеличение точности магнитных съемок и внедрение новых видов геомагнитных измерений в океане позволит улучшить интерпретацию магнитных данных и расширить круг вопросов, решаемых с помощью магнитометрии.

ЛИТЕРАТУРА

- Алексеев Г.В.* Исследование погрешности морских измерений компонент в плоскости магнитного меридиана квантовыми магнитометрами на гировертикали: Автореф. дис. . . . канд. техн. наук. Л.: ИЗМИРАН, 1972. 22 с.
- Афанасьев Ю.В., Гольдтреер И.Г., Долгинов Ш.Ш.* Вопросы проектирования феррозондовых магнитометров — В кн.: Геофизическое приборостроение. Л.: Недра, 1960, № 5, с. 40—58.
- Беллев И.И.* Морской протонный магнитометр МПМ-5. — *Океанология*, 1979, 19, № 1, с. 178—180.
- Беллев И.И., Цымбал В.А., Курасов М.И.* Аэро-морской протонный магнитометр. — В кн.: Геофизические поля северо-запада тихоокеанского подвижного пояса. Владивосток: СахКНИИ, 1976, с. 129—135.
- Беллев И.И., Гордницкий А.М., Перфилов В.И., Сузюмов А.Е.* Компонентная геомагнитная съемка в 21 рейсе нис "Дмитрий Менделеев". — В кн.: Фундаментальные проблемы морских электромагнитных исследований. М.: ИЗМИРАН, 1980, с. 87—95.
- Журий И.Г., Иванов М.М., Касьяненко Л.Г.* Результаты испытаний квантового Н-магнитометра. — В кн.: Геофизическая аппаратура. Л.: Недра, 1974, вып. 56, с. 20—23.
- Иванов М.М.* Магнитная съемка океана. М.: Наука, 1966. 182 с.
- Иванов М.М., Колесова В.И., Эфендиева М.А.* О магнитной изученности океанов. — В кн.: Исследование геомагнитного поля на акваториях морей и океанов. М.: ИЗМИРАН, 1978, с. 5—18.
- Иванов М.М., Новыш В.В., Фингер Д.Л.* Результаты и задачи советских исследований геомагнитного поля в Мировом океане. — *Океанология*, 1968, 8, № 3, с. 363—373.
- Карнаушенко Н.Н.* Трехкомпонентный морской магнитометр. — В кн.: Электромагнитные явления в море. Киев.: Наукова думка, 1968, с. 22—36.

- Костин А.Н., Михалев О.Н., Попов В.К. и др. Автономная магнитная вариационная станция (АМДВС). — В кн.: Геофизические поля северо-западного тихоокеанского подвижного пояса. Владивосток: СахКНИИ, 1976, с. 120—123.
- Красильников А.М., Любимов В.В., Перунов Б.С. и др. Квантовые магнитометры разработки СКБ ФП АН СССР. — В кн.: Анализ пространственно-временной структуры геомагнитного поля. М.: Наука, 1975, с. 248—262.
- Ливотов Л.Л., Николаев А.А., Семевский Р.Б. Морской буксируемый магнитометр МБМ. — В кн.: Геофизическая аппаратура. Л.: Недра, 1979, вып. 69, с. 31—40. Магнитные приборы: Проспект СКБ ФП АН СССР. М.: Наука, 1978. 4 с.
- Маевский И.А., Новыш В.В., Фингер Д.Л. Буксируемый магнитометр на карданном подвесе. — Геомагнетизм и аэрономия, 1965, 5, № 3, с. 595—597.
- Новыш В.В., Беллев И.И., Фингер Д.Л., Абрамова Л.М. Морская магнитометрическая аппаратура. М.: ВИЭМС, 1974. 58 с.
- Прохоренко Э.А. Специализированная управляющая электронная вычислительная машина для квантового магнитометра "Меридиан" и возможности ее использования в системах автоматизации геофизических исследований. — В кн.: Анализ пространственно-временной структуры геомагнитного поля. М.: Наука, 1975, с. 263—272.
- Углов Б.Д., Линников Б.А., Скрипка А.П., Жигунов Ю.С. Протонный магнитометр для морской съемки (ММП-2) — В кн.: Морская геология и геофизика. М.: ВИЭМС, 1977, № 2, с. 13—20. (Экспресс-информация).
- Углов Б.Д., Маловицкий Я.П., Федынский В.В. Новые геологические возможности морской магнитометрии. — ДАН СССР, 1976, 231, № 1, с. 64—67.
- Hood P. Mineral exploration 1974 developments. — Canad. Mining J., 1975, 96, N 2, p. 191—225.
- Hood P. Mineral exploration trends and developments in 1975. — Canad. Mining J., 1976, 97, N 2, p. 163—195.
- Marine Proton gradiometer model G-801g: Проспект фирмы "Geometrics", 1975. 4 p.

УДК 550.838

В.Н. Страхов

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ГЕОМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ОКЕАНЕ

ВВЕДЕНИЕ

В связи с объективными потребностями познания строения земной коры в океанических областях, а также с разработкой новых мобилистских тектонических гипотез, в последние 10—15 лет большое развитие получили магнитные съемки в океанах, в основном на базе регистрации абсолютной величины полного вектора напряженности поля и вычисления его аномальных величин ΔT_a . Интерпретация данных таких съемок по сравнению с интерпретацией данных наземных наблюдений существенно трудна. Три обстоятельства имеют здесь определяющее значение:

- 1) мелкомасштабность съемок; даже полигонные съемки сравнимы по детальности лишь с наземными съемками масштаба 1:1 000 000 или 1:500 000 (в лучшем случае);
- 2) удаленность источников поля от уровня наблюдения; как правило, источники залегают на глубинах 2—3 км и более;

3) отсутствие достаточно больших объемов априорной информации о геометрии носителей источников магнитного поля и законах распределения источников по носителям, о величине магнитной восприимчивости и компонент вектора остаточной намагниченности.

Последнее обстоятельство, безусловно, имеет определяющее значение. Ведь решение обратной задачи магнитометрии чрезвычайно неоднозначно (существенно более неоднозначно, чем решение обратной задачи гравиметрии) и неустойчиво [Страхов, 1978; Страхов, Лапина, 1976]. В силу этого интерпретация геомагнитного поля всегда модельна; и те модели, которые по косвенным данным адекватны действительности, могут являться очень неудачными с точки зрения единственности и устойчивости решения обратной задачи. Уменьшение степени неоднозначности и неустойчивости решения обратной задачи достигается привлечением соответствующей априорной информации — это единственный реальный путь. Вот эта необходимая информация, как правило, и отсутствует в условиях океанических съемок. Более того, отсутствие надежных методов выделения нормального поля создает новые дополнительные трудности.

Однако и значение первых двух обстоятельств нельзя недооценивать. Мелкомасштабность съемок и их громадная анизотропия (отношение между шагом Δx задания поля по профилю и расстоянием l между профилями составляет 1:50, 1:100 и даже еще меньше) по существу обуславливают использование идеализации плоской (двухмерной) задачи, хотя неоднородность магнитоактивного слоя столь велика, что объективная необходимость использования именно трехмерного варианта решения обратной задачи очевидна.

Исследования последних лет, в первую очередь придонные съемки [Atwater, Mudie, 1973; Macdonald, 1977], показали, что наблюдаемое на поверхности моря аномальное поле является весьма сложным интерференционным полем, обусловленным большим числом противоположно намагниченных объектов. Аномальные поля подобных сред весьма быстро затухают с высотой, и разница в глубине залегания источников в 1–2 км может достаточно ощутимо изменять амплитудные и частотные свойства поля.

Таким образом, наличие большой глубины источников и разница в глубинах служат серьезным "искажающим" фактором. Этот фактор играет роль некоего фильтра, неравномерно подавляющего влияние полей отдельных объектов. Трудности в интерпретации аномального поля, возникающие в связи с этим, не меньше (по-видимому, даже существенно больше) тех, которые мы имеем на континенте при интерпретации данных аэромагнитных съемок с высоты полета 3–5 км над дневной поверхностью.

В связи со всем сказанным ясно, что одна из центральных теоретических проблем, возникающих при гидромагнитных съемках в океанах, состоит в том, чтобы выяснить:

1) какая информация о строении среды может быть получена из данных наблюдений с использованием принятых в настоящее время моделей;

2) какие приемы, способы математической обработки наиболее эффективны при извлечении подобной информации. Некоторые аспекты этой проблемы и рассматриваются в настоящей статье.

ВОПРОСЫ ЕДИНСТВЕННОСТИ И ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОСНОВНЫХ ДВУХМЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ

1. В настоящее время при интерпретации данных гидромагнитных съемок в океане основными являются следующие две математические модели источников поля в рамках идеализации плоской (двухмерной) задачи.

Для описания этих моделей будем использовать систему координат xOz с осью Ox вправо, осью Oz вверх и комплексное переменное $s = x + iz$. Соответственно вектор намагниченности \vec{I} с компонентами I_x, I_z по осям координат будем описывать комплексной намагниченностью $I = I_x + I_z$.

Модель I. Носителем источников поля является горизонтальный слой Π : $0 \geq -h_1 \geq \zeta \geq -h_2 > -\infty$. По слою Π распределена комплексная намагниченность $I = I(\xi)$, являющаяся функцией одной только горизонтальной координаты: $I_x = I_x(\xi), I_z = I_z(\xi)$. Принимается, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I_x^2(\xi) d\xi < +\infty, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} I_z^2(\xi) d\xi < +\infty. \quad (1)$$

Модель II. Носителем источников поля является субгоризонтальный пласт $\tilde{\Pi}$, верхняя Γ_1 и нижняя Γ_2 кромки которого описываются уравнениями

$$\Gamma_1: z = z_1(\xi) = -h_1 + \Delta_1 z(\xi),$$

$$\Gamma_2: z = z_2(\xi) = -h_2 + \Delta_2 z(\xi),$$

где h_1 и h_2 — те же, что и в модели I, а функции $\Delta_1 z(\xi)$ и $\Delta_2 z(\xi)$ удовлетворяют условиям

$$\max_{\xi} \left| \frac{\Delta_1 z(\xi)}{h_1} \right| \ll 1, \quad \max_{\xi} \left| \frac{\Delta_2 z(\xi)}{h_2} \right| \ll 1$$

и

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (\Delta_1 z(\xi))^2 d\xi < +\infty, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} (\Delta_2 z(\xi))^2 d\xi < +\infty.$$

Намагниченность в слое $\tilde{\Pi}$ та же, что в модели I.

2. В теории интерпретации магнитных аномалий внешние поля двухмерных распределений источников принято характеризовать комплексной напряженностью поля $H(s)$:

$$H(s) = Z(x, z) + iX(x, z),$$

где X и Z — составляющие вектора напряженности поля по осям координат.

Если носитель источников D , а комплексная намагниченность $I = I(\sigma)$, то

$$H(s) = 2i \int_D \frac{I(\sigma)}{(\sigma - s)^2} d\sigma. \quad (2)$$

При гидромагнитных съемках, как уже указано выше, измеряются не величины X и Z , а величина ΔT . Покажем, что в случае слабых аномалий (это понятие уточняется ниже) величину ΔT можно трактовать как гармоническую функцию двух переменных — как действительную часть некоторой “эффективной” комплексной напряженности поля. Пусть T_{0x}, T_{0y}, T_{0z} — компоненты вектора напряженности нормального поля, T_0, X и Z — компоненты вектора напряженности аномального поля. Тогда

$$\Delta T = ((T_{0x} + X)^2 + T_{0y}^2 + (T_{0z} + Z)^2)^{1/2} - (T_{0x}^2 + T_{0y}^2 + T_{0z}^2)^{1/2}.$$

Приближенное представление ΔT при

$$\frac{|X|}{(T_{0x}^2 + T_{0y}^2 + T_{0z}^2)^{1/2}} \ll 1, \quad \frac{|Z|}{(T_{0x}^2 + T_{0y}^2 + T_{0z}^2)^{1/2}} \ll 1$$

получим в виде линейной комбинации составляющих X и Z аномального поля

$$\Delta T \approx \alpha Z + \beta X, \quad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{T_{0z}}{(T_{0x}^2 + T_{0y}^2 + T_{0z}^2)^{1/2}}, \quad \beta = \frac{T_{0x}}{(T_{0x}^2 + T_{0y}^2 + T_{0z}^2)^{1/2}}.$$

Ясно, что правая часть в (3) — гармоническая функция; определим через

$$\Delta Q = \alpha X - \beta Z$$

сопряженную к ΔT гармоническую функцию. Тогда

$$H_e(s) = (\alpha Z + \beta X) + i(\alpha X - \beta Z) = (\alpha - i\beta)(Z + iX) = \lambda H(s),$$

где

$$\lambda = (T_{0z} - iT_{0x}) / (T_{0x}^2 + T_{0y}^2 + T_{0z}^2)^{1/2} = -ike^{ik},$$

$$k = \left(\frac{T_{0x}^2 + T_{0z}^2}{T_{0x}^2 + T_{0y}^2 + T_{0z}^2} \right)^{1/2}, \quad \cos k = \frac{T_{0x}}{(T_{0x}^2 + T_{0z}^2)^{1/2}},$$

$$\sin k = \frac{T_{0z}}{(T_{0x}^2 + T_{0z}^2)^{1/2}}.$$

Физический смысл константы k , $0 < k \leq 1$, а также угла k очевиден.

Итак, в случае измерений поля ΔT мы можем по полю ΔT найти функцию $H_e(s)$ и далее — функцию $H(s) = \frac{i}{k} e^{-ik} H_e(s)$. Следовательно,

при теоретическом анализе проблем единственности, эквивалентности и устойчивости в рамках моделей I и II мы можем исходить из предположения, что на оси Ox нам известна комплексная напряженность $H(s)$ аномального поля.

3. Прежде всего дадим явные аналитические представления $H(s)$ через распределения источников в рамках обеих моделей. В случае модели I имеем

$$\begin{aligned} H(s) &= 2i \int_D \frac{I(\sigma)}{(\sigma - s)^2} dS = 2i \int_{-\infty}^{+\infty} I(\xi) d\xi \int_{-h_2}^{-h_1} \frac{d\xi}{(\xi + i\xi - s)^2} = \\ &= -2i \int_{-\infty}^{+\infty} I(\xi) d\xi \int_{-h_2}^{-h_1} \frac{d\xi}{[\xi + i(\xi - s)]^2} = \\ &= -2i \int_{-\infty}^{+\infty} I(\xi) \left\{ \frac{1}{[h_1 + i(\xi - s)]} - \frac{1}{[h_2 + i(\xi - s)]} \right\} d\xi. \end{aligned} \quad (4)$$

Аналогичным образом в случае модели II получаем

$$H(s) = -2i \int_{-\infty}^{+\infty} I(\xi) \left[\frac{1}{h_1 - \Delta_1 z(\xi) + i(\xi - s)} - \frac{1}{h_2 - \Delta_2 z(\xi) + i(\xi - s)} \right] d\xi \quad (5)$$

и далее — приближенное линейризованное представление

$$H(s) = H_0(s) + \Delta H(s), \quad (6)$$

где $H_0(s)$ — выражение в правой части (4), и

$$\Delta H(s) = -2i \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{I(\xi) \Delta z_1(\xi)}{[h_1 + i(\xi - s)]^2} - \frac{I(\xi) \Delta z_2(\xi)}{[h_2 + i(\xi - s)]^2} \right\} d\xi. \quad (7)$$

Представления (4)–(7) плохо приспособлены для анализа единственности и эквивалентности решения обратной задачи. Эффективные с этой точки зрения соотношения получаются с помощью преобразования Фурье. Именно при $z > -h_1$ очевидно соотношение

$$\frac{1}{h_1 + i(\xi - s)} = \int_0^{\infty} \exp[-(h_1 + (\xi - s))\omega] d\omega.$$

Отсюда следует

$$H(s) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} F_H^+(\omega) \exp(i\omega s) d\omega, \quad z = \text{Im } s > -h_1, \quad (8)$$

где

$$F_H^+(\omega) = -2\pi i [\exp(-h_1|\omega|) - \exp(-h_2|\omega|)] F_I^+(\omega) \quad (9)$$

и

$$F_I^+(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\xi) \exp(-i\omega\xi) d\xi, \quad \omega > 0.$$

Заметим теперь, что $H(s)$ является функцией, аналитической в верхней полуплоскости; в силу известных фактов теории преобразования Фурье в комплексной плоскости [Винер, Пэли, 1965; Зигмунд, 1965] имеем (впрочем, это прямо следует и из записи (8) в обычной форме обратного преобразования Фурье):

$$F_H^+(\omega) = \begin{cases} -2\pi i [\exp(-h_1|\omega|) - \exp(-h_2|\omega|)] F_I^+(\omega), & \omega > 0, \\ 0, & \omega < 0. \end{cases} \quad (10)$$

Нетрудно дать и аналогичное (8) представление $H(s)$ интегралом Фурье в нижней полуплоскости $z = \text{Im } z < -h_2$:

$$H(s) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^0 F_H^-(\omega) e^{i\omega s} d\omega, \quad (11)$$

где

$$F_H^-(\omega) = -2\pi i [\exp(h_2|\omega|) - \exp(h_1|\omega|)] F_I^-(\omega), \quad \omega < 0, \quad (12)$$

$$F_I^-(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\xi) \exp(-i\omega\xi) d\xi, \quad \omega < 0. \quad (13)$$

Очевидно, что

$$F_H^-(\omega) = \begin{cases} 0, & \omega > 0, \\ -2\pi i [\exp(h_2|\omega|) - \exp(h_1|\omega|)] F_I^-(\omega), & \omega < 0. \end{cases} \quad (14)$$

В общем случае интеграл в (8) сходится абсолютно и равномерно при $z \geq -(h_1 - \epsilon)$ ($\epsilon > 0$ — сколько угодно мало) и $F_I^+(\omega) = 0$ ($\exp(-h_1|\omega|)$), $\omega \rightarrow +\infty$, а интеграл в (11) сходится абсолютно и равномерно при $z \leq -(h_2 + \epsilon)$ и $F_I^-(\omega) = 0$ ($\exp(h_2|\omega|)$) $\omega \rightarrow -\infty$.

Преобразование Фурье $F_H^+(\omega)$ функции $H(s)$ связано с преобразованием Фурье $F_Z^+(\omega, z)$ функции $Z(x, z)$

$$F_Z^+(\omega, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} Z(x, z) \exp(-i\omega x) dx, \quad -\infty < \omega < +\infty, \quad (15)$$

$$z = \text{const} > -h_1$$

соотношением

$$F_H^+(\omega) = (1 + \text{sign } \omega) \exp(\omega z) F_Z^+(\omega, z). \quad (16)$$

Аналогичным образом

$$F_H^-(\omega) = -(1 - \text{sign } \omega) \exp(-\omega e) F_Z^-(\omega, z), \quad (17)$$

где $F_Z^-(\omega)$ определено по (15) при $z = \text{const} < -h_2$. Формулы (15)–(17) имеют важное значение. Они показывают, что спектры $F_I^+(\omega)$ и $F_I^-(\omega)$ комплексной напряженности поля могут быть однозначно восстановлены по значениям ее действительной части на прямых $z = \text{const}$ (в полуплоскостях $z > -h_1$ и $z < -h_2$ соответственно).

Рассмотрим теперь вопрос о спектральных представлениях поля в случае источников, описываемых моделью II. Во-первых, нетрудно понять, что соотношения (8) и (11) и здесь сохраняют силу, только в (8) уровни $z = \text{const}$ должны удовлетворять условию $z > \max_{\xi} (-h_1 + \Delta z_1(\xi))$,

а в (11) $z < \min_{\xi} (-h_2 + \Delta z_2(\xi))$.

Во-вторых, если ограничиться линеаризованными представлениями для $H(s)$ вида (6), (7), то достаточно найти спектральные представления для $\Delta H(s)$. Пусть $z = \text{Im } s > -h_1$. Тогда

$$\frac{1}{(h_1 + i(\xi - s))^2} = \int_0^{\infty} \omega \exp[-(h_1 + i(\xi - s))\omega] d\omega.$$

Отсюда следует

$$\Delta H(s) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} F_{\Delta H}^+(\omega) \exp(i\omega s) d\omega,$$

где

$$F_{\Delta H}^+(\omega) = -2\pi i [\exp(-h_1|\omega|) F_{I\Delta z_1}^+(\omega) - \exp(-h_2|\omega|) F_{I\Delta z_2}^+(\omega)],$$

$$\omega > 0$$

и

$$F_{I\Delta z_k}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\xi) \Delta z_k(\xi) \exp(-i\omega\xi) d\xi, \quad k = 1, 2, \quad \omega > 0.$$

Таким образом, если $H(s)$ определена соотношением (6), то в данном случае

$$F_H^+(\omega) = \begin{cases} 0, & \omega < 0, \\ -2\pi i \{ [\exp(-h_1|\omega|) - \exp(-h_2|\omega|)] F_I^+(\omega) + \\ + \omega [\exp(-h_1|\omega|) F_{I\Delta z_1}^+(\omega) - \exp(-h_2|\omega|) F_{I\Delta z_2}^+(\omega)] \}, & \omega > 0. \end{cases} \quad (18)$$

Пусть, далее, $z = \text{Im } s < 0$. В этом случае, пользуясь аналогичными рассуждениями, приходим к соотношению

$$F_H^-(\omega) = \begin{cases} -2\pi i \{ [\exp(h_2|\omega|) - \exp(h_1|\omega|)] F_I^-(\omega) + \\ + \omega [\exp(h_2|\omega|) F_{I\Delta z_2}^-(\omega) - \exp(h_1|\omega|) F_{I\Delta z_1}^-(\omega)] \}, & \omega < 0, \\ 0, & \omega > 0. \end{cases} \quad (19)$$

4. Теперь мы можем приступить к анализу вопросов эквивалентности и единственности в рамках моделей источников I и II. Прежде всего установим следующий принципиальный факт: в рамках линейного приближения (6) поле $H(s)$ модели II (с любыми заданными $h_1, h_2, I(\xi), \Delta z_1(\xi), \Delta z_2(\xi)$) эквивалентно полю модели I с теми же самыми h_1 и h_2 и некоторой эквивалентной намагниченностью $I_{\text{экв}}(\xi)$. Более того, для поля $H(s)$ в полуплоскости $z = \text{Im } s > -h_2$ существует бесчисленное множество эквивалентных намагниченностей, которые можно представить выражением

$$I_{\text{экв}}(\xi) = I_{\text{экв}}^+(\xi) + I^-(\xi), \quad (20)$$

смысл которого поясняется ниже. В самом деле, формулы (18) и (19) можно переписать следующим образом:

$$F_H^+(\omega) = -2\pi i [\exp(-h_1|\omega|) - \exp(-h_2|\omega|)] \Phi^+(\omega), \quad \omega > 0,$$

$$F_H^-(\omega) = -2\pi i [\exp(h_2|\omega|) - \exp(h_1|\omega|)] \Phi^-(\omega), \quad \omega < 0, \quad (21)$$

2205

где положено

$$\Phi^+(\omega) = F_I^+(\omega) + \omega \frac{\exp(-h_2|\omega|)F_{I\Delta z_1}^+(\omega) - \exp(-h_2|\omega|)F_{I\Delta z_2}^+(\omega)}{\exp(-h_1|\omega|) - \exp(-h_2|\omega|)},$$

$$\omega > 0, \quad (22)$$

$$\Phi^-(\omega) = F_I^-(\omega) + \omega \frac{\exp(h_2|\omega|)F_{I\Delta z_2}^-(\omega) - \exp(h_1|\omega|)F_{I\Delta z_1}^-(\omega)}{\exp(h_2|\omega|) - \exp(h_1|\omega|)},$$

$$\omega < 0.$$

Очевидно, функции $\Phi^+(\omega)$ и $\Phi^-(\omega)$ считаются, как и функции $F_H^+(\omega)$ и $F_H^-(\omega)$, доопределенными нулем при $\omega < 0$ и $\omega > 0$ соответственно. Положим

$$\Phi(\omega) = \Phi^+(\omega) + \Phi^-(\omega), \quad -\infty < \omega < +\infty. \quad (23)$$

Из соотношений (22) следует, что $\Phi^+(\omega) \in L_2(0, +\infty)$, $\Phi^-(\omega) \in L_2(-\infty, 0)$, следовательно, $\Phi(\omega) \in L_2(-\infty, +\infty)$. Примем

$$I_{\text{ЭКВ}}(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\omega) \exp(i\omega\xi) d\omega. \quad (24)$$

Ясно, что тогда можно принять

$$\Phi^+(\omega) = F_{I_{\text{ЭКВ}}}^+(\omega), \quad \Phi^-(\omega) = F_{I_{\text{ЭКВ}}}^-(\omega). \quad (25)$$

И, следовательно, формулы (21) совпадут с формулами (9) и (12) для спектров $H(s)$ в полуплоскостях $z > -h_1$ и $z < -h_2$ от модели I с эквивалентной намагниченностью $I_{\text{ЭКВ}}(\xi)$.

Таким образом, даже зная поле $H(s)$ на прямых $z = \text{const}$, расположенных выше и ниже источников поля, невозможно различить, создается ли это поле моделью I или моделью II.

На практике, естественно, мы имеем значение поля $H(s)$ (точнее, его действительной части) лишь на профили $z = 0 > -h_1$. В этом случае существует не единственная эквивалентная намагниченность, а бесчисленное множество таковых. В самом деле, по полю $H(s)$ находится только функция $\Phi^+(\omega)$. Следовательно, функцию $\Phi^-(\omega)$, фигурирующую в определении эквивалентной намагниченности, можно задать как произвольную комплекснозначную функцию из $L_2(-\infty, 0)$, при этом соотношения (23)–(25) останутся в силе. Каждой выбранной $\Phi^-(\omega)$ будет соответствовать своя $I_{\text{ЭКВ}}(\xi)$. Для эквивалентных намагниченностей имеет место соотношение (20), в котором

$$I_{\text{ЭКВ}}^+(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \Phi^+(\omega) \exp(i\omega\xi) d\omega, \quad I^-(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^0 \Phi^-(\omega) \exp(i\omega\xi) d\omega.$$

Ясно, что $I_{\text{ЭКВ}}^+(\xi)$ восстанавливается по внешнему полю $H(s)$ единственным образом, а $I^-(\xi)$ — произвольная функция некоторого класса. Выясним, что это за класс, а заодно — к какому классу принадлежит $I_{\text{ЭКВ}}^+(\xi)$. Из теории преобразования Фурье в комплексной области [Ви-

нер, Пэли, 1965; Зигмунд, 1965] следует, что если $K^+L_2(-\infty, +\infty)$ — класс комплекснозначных функций из $L_2(-\infty, +\infty)$, являющихся граничными значениями (на оси Ox) функций, аналитических в верхней полуплоскости (иначе, класс комплекснозначных функций из $L_2(-\infty, +\infty)$, аналитически продолжимых во всю верхнюю полуплоскость), то преобразование Фурье таких функций при $\omega < 0$ тождественно равно нулю. Следовательно, $I_{\text{ЭКВ}}^+(\xi) \in K^+L_2(-\infty, +\infty)$. Из теории преобразования Фурье в комплексной области следует, что если $K^-L_2(-\infty, +\infty)$ — класс комплекснозначных функций из $L_2(-\infty, +\infty)$, аналитически продолжимых во всю нижнюю полуплоскость, то преобразование Фурье таких функций тождественно равно нулю при $\omega > 0$. Тогда $I^-(\xi)$ — произвольная функция из $K^-L_2(-\infty, +\infty)$. Иными словами, если намагниченность $I(\xi) \in K^-L_2(-\infty, +\infty)$, то в полуплоскости $z > -h_1$ она вообще не создает внешнего поля. Соответственно если $I(\xi) \in K^+L_2(-\infty, +\infty)$, то она не создает внешнего поля в полуплоскости $z < -h_2$. Поэтому в случае задания поля $H(s)$ только на прямой $z = \text{const}$ из полуплоскости $z < -h_2$ также существует бесчисленное множество эквивалентных намагниченностей

$$I_{\text{ЭКВ}}(\xi) = I_{\text{ЭКВ}}^-(\xi) + I^+(\xi), \quad (26)$$

где $I_{\text{ЭКВ}}^-(\xi) \in K^-L_2(-\infty, +\infty)$ и восстанавливается по этому полю единственным образом, а $I^+(\xi) \in K^+L_2(-\infty, +\infty)$ — произвольная функция.

5. Из результатов предыдущего подраздела следует, что при интерпретации магнитных аномалий в двухмерном варианте основной следует считать модель I. Поэтому ниже мы преимущественно будем рассматривать именно эту модель.

Сформулируем четыре основные задачи (предполагается, что поле $H(s)$ задано в верхней полуплоскости $z \geq 0$).

1. Пусть h_1 и h_2 заданы. Найти классы намагниченностей, в которых решение обратной задачи единственно.

2. Найти классы намагниченностей, в которых параметр h_1 восстанавливается по полю единственным образом.

3. Найти классы намагниченностей, в которых оба параметра h_1 и h_2 восстанавливаются единственным образом.

4. Найти классы намагниченностей, в которых обратная задача решается единственным образом (т.е. в которых по полю однозначно определяются h_1 , h_2 и $I(\xi)$).

Заметим прежде всего, что формулы (20) и (26), утверждающие существование бесчисленного множества эквивалентных (для полей только в полуплоскостях $z > -h_1$ и $z < -h_2$ порознь) намагниченностей, а также структурное описание этих эквивалентных намагниченностей в пласте II с заданными h_1 и h_2 , остаются в силе и в случае модели I. Действительно, модель I получается из модели II просто при $\Delta_1 z(\xi) \equiv 0$, $\Delta_2 z(\xi) \equiv 0$.

Кроме того, из результатов предыдущего параграфа следует, что если параметры h_1 и h_2 горизонтального пласта II известны, то по значениям $H(s)$, заданным на уровнях $z = \text{const}$ одновременно из полуплоскостей

$z > -h_1$ и $z < -h_2$, намагниченность $I(\xi)$ определяется единственным образом.

Покажем теперь, что если параметры h_1 и h_2 и намагниченность $I(\xi)$ неизвестны, то в рамках модели I даже при известном $H(s)$ на уровнях $z = \text{const}$ выше и ниже пласта II решение обратной задачи существенно неединственно.

Действительно, пусть дан горизонтальный пласт Π^* с параметрами h_1^* и h_2^* , содержащий пласт II с параметрами h_1 и h_2 , иначе

$$h_1^* \leq h_1 < h_2 \leq h_2^*.$$

Покажем, что в пласте Π^* можно задать такую намагниченность $I^*(\xi)$, что его поле будет совпадать с полем пласта II одновременно в полуплоскостях $z > -h_1^*$ и $z < -h_2^*$.

Действительно, если $H^*(s)$ есть комплексная напряженность поля пласта Π^* с намагниченностью $I^*(\xi)$, то

$$F_{H^*}^+(\omega) = -2\pi i [\exp(-h_1^*|\omega|) - \exp(-h_2^*|\omega|)] F_{I^*}^+(\omega), \quad \omega > 0,$$

$$F_{H^*}^-(\omega) = -2\pi i [\exp(h_2^*|\omega|) - \exp(h_1^*|\omega|)] F_{I^*}^-(\omega), \quad \omega < 0.$$

Ясно, что эквивалентность полей в полуплоскостях $z > -h_1^*$ и $z < -h_2^*$ будет иметь место, если одновременно

$$F_{H^*}^+(\omega) = F_H^+(\omega), \quad \omega > 0, \quad F_{H^*}^-(\omega) = F_H^-(\omega), \quad \omega < 0, \quad (27)$$

Равенства (27) приводят к соотношениям

$$F_{I^*}^+(\omega) = \frac{\exp(-h_1|\omega|) - \exp(-h_2|\omega|)}{\exp(-h_1^*|\omega|) - \exp(-h_2^*|\omega|)} F_I^+(\omega), \quad \omega > 0, \quad (28)$$

$$F_{I^*}^-(\omega) = \frac{\exp(h_2|\omega|) - \exp(h_1|\omega|)}{\exp(h_2^*|\omega|) - \exp(h_1^*|\omega|)} F_I^-(\omega), \quad \omega < 0.$$

Нетрудно видеть, что если $F_I^+(\omega) \in L_2(0, \infty)$, то $F_{I^*}^+(\omega) \in L_2(0, \infty)$, а если $F_I^-(\omega) \in L_2(-\infty, 0)$, то $F_{I^*}^-(\omega) \in L_2(-\infty, 0)$. Следовательно, эквивалентная намагниченность существует и может быть восстановлена по формуле

$$I^*(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (F_{I^*}^+(\omega) + F_{I^*}^-(\omega)) e^{i\omega\xi} d\omega \quad (29)$$

(как обычно, $F_{I^*}^+(\omega)$ и $F_{I^*}^-(\omega)$ считаются доопределенными нулем при $\omega < 0$ и $\omega > 0$ соответственно).

Нетрудно далее заметить, что если исходная намагниченность $I(\xi)$ такова, что ее преобразования Фурье $F_I^+(\omega)$ и $F_I^-(\omega)$ достаточно быстро (экспоненциально) стремятся к нулю при $\omega \rightarrow +\infty$ и соответственно при $\omega \rightarrow -\infty$, то эквивалентную по внешнему полю намагниченность можно построить и в пласте Π^* , содержащемся в II, параметры h_1^* , h_2^* которого удовлетворяют условиям

$$0 > -h_1 > -h_1^* > -h_2^* > -h_2 > -\infty.$$

Такой результат можно еще обобщить. Мы приведем ниже наиболее общие условия эквивалентности, базируясь на общем понятии показателя экспоненциального убывания. Определим показатель экспоненциального убывания d_+ функции $F_I^+(\omega)$ из соотношения

$$d_+ = \lim_{\omega \rightarrow +\infty} \sup \frac{\ln |F_I^+(\omega)|}{|\omega|}, \quad \omega > 0.$$

Соответственно показатель экспоненциального убывания функции $F_I^-(\omega)$ определим из равенства

$$d_- = \lim_{\omega \rightarrow -\infty} \sup \frac{\ln |F_I^-(\omega)|}{|\omega|}, \quad \omega < 0.$$

Ясно, что всегда $d_+ \leq 0$, $d_- \leq 0$. Очевидно, если $l(\xi)$ задана, то числа d_+ и d_- можно считать известными. Нетрудно понять, что в любом пласте Π^* с параметрами h_1^* и h_2^* , удовлетворяющими условиям

$$h_1^* \leq h_1 - d_+, \quad h_2^* \geq h_2 + d_-, \quad 0 < h_1^* < h_2^* < +\infty,$$

существует эквивалентная намагниченность $l^*(\xi)$, определяемая соотношениями (28), (29); при этом внешние поля будут совпадать в обеих полуплоскостях $z > -h_1^*$ и $z < -h_2^*$.

Представляет интерес следующий частный случай:

$$|d_+| \geq \Delta h, \quad |d_-| \geq \Delta h, \quad \Delta h = h_2 - h_1. \quad (30)$$

В этом случае, каково бы ни было значение h , удовлетворяющее условию

$$h_1 \leq h \leq h_2,$$

на уровне $z = \text{const} = -h$ можно построить бесконечно тонкую намагниченную пленку с поверхностной намагниченностью $I_{\text{пов}}^*(\xi, -h)$, которая будет создавать то же самое внешнее поле в полуплоскостях $z > -h_1$, $z < -h_2$, что и исходный пласт Π с намагниченностью $l(\xi)$. Для эффективной поверхностной намагниченности $I_{\text{пов}}^*(\xi, -h)$ в этом случае справедливы соотношения

$$\begin{aligned} F_H^+(\omega) &= -2\pi i \omega \exp(-\omega h) F_{I_{\text{пов}}^*}^+(\omega), \quad \omega > 0, \\ F_H^-(\omega) &= -2\pi i \omega \exp(\omega h) F_{I_{\text{пов}}^*}^-(\omega), \quad \omega < 0, \end{aligned} \quad (31)$$

откуда

$$\begin{aligned} I_{\text{пов}}^*(\xi, -h) &= \frac{1}{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{\exp(\omega h) [\exp(-h_1 \omega) - \exp(-h_2 \omega)]}{\omega} F_I^+(\omega) d\omega + \right. \\ &+ \left. \int_{-\infty}^0 \frac{\exp(-\omega h) [\exp(-h_2 \omega) - \exp(-h_1 \omega)]}{\omega} F_I^-(\omega) d\omega \right\}. \end{aligned} \quad (32)$$

Если ввести магнитный потенциал $U(s)$ соотношением

$$H(s) = - \frac{dU(s)}{ds}, \quad (33)$$

откуда

$$U(s) = \int_s^{\infty} H(s) ds,$$

и положить

$$I_{\text{пов}}^*(\xi, -h) = I_{\text{пов}}^+(\xi) + I_{\text{пов}}^-(\xi),$$

то нетрудно на основании равенств (31) и (33) получить формулы

$$\begin{aligned} I_{\text{пов}}^+(\xi) &= \frac{1}{2\pi} \lim_{z \rightarrow -h} U(z + i\xi), \quad z > -h, \\ I_{\text{пов}}^-(\xi) &= \frac{1}{2\pi} \lim_{z \rightarrow -h} U(z + i\xi), \quad z < -h, \end{aligned} \quad (34)$$

из которых видно, что потенциал в рассматриваемых моделях имеет решающее значение.

Кроме случая (30), можно рассмотреть также случай

$$|d_+| + |d_-| \geq \Delta h. \quad (35)$$

Если в (35) имеет место знак равенства, то в пласте Π есть только один уровень $z = -h$, на котором можно построить эквивалентную по внешнему полю (одновременно в двух полуплоскостях) намагниченную пленку. Если же в (35) имеет место знак неравенства, то существует целый интервал подобных уровней $z = -h$:

$$0 \leq h_- \leq h \leq h_+ < +\infty, \quad h_- = \max(0, h_2 - |d_-|), \quad h_+ = h_1 + |d_+|.$$

Естественно, что если мы имеем данные о поле $H(s)$ только в полуплоскости $z > -h_1$, то степень эквивалентности становится существенно больше. В этом случае, как обычно, мы можем использовать только первое из соотношений (31). Приведем вытекающие из него результаты. Пусть Π^* — горизонтальный слой с параметрами h_1^* , h_2^* , удовлетворяющий условиям

$$h_1^* \leq h_1 - d_+, \quad 0 < h_1^* < h_2^* < +\infty,$$

где d_+ — показатель экспоненциального убывания функции $F_I^+(\omega)$, $\omega > 0$. Тогда в пласте Π^* существует бесчисленное множество намагниченностей, создающих в полуплоскости $z > -\min(h_1, h_1^*)$ то же самое внешнее поле, что и исходный пласт Π . Эти намагниченности описываются соотношением

$$I_{\text{экв}}^*(\xi) = I_+^*(\xi) - I_-^*(\xi),$$

где

$$I_+^*(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\exp(h_1 \omega) - \exp(h_2 \omega)}{\exp(-h_1^* \omega) - \exp(-h_2^* \omega)} F_I^+(\omega) \exp(i\omega \xi) d\omega$$

— однозначно определяемая функция, а $I_-^*(\xi)$ — произвольная (комплекснозначная) функция класса $K^-L_2(-\infty, +\infty)$.

Кроме того, на любом уровне $z = \text{const} = -h$, удовлетворяющем условию $0 < h \leq h_1 - d_+$, можно построить намагниченную пленку с по-

верхностной плотностью $I_{\text{пов}}^*(\xi)$, внешнее поле которой в полуплоскости $z > -\min(h, h_1)$ будет совпадать с полем исходного пласта. В такой пленке существует бесчисленное множество эквивалентных намагниченностей, которые восстанавливаются по (32) с произвольной функцией $F_I^-(\omega)$. Основное решение, соответствующее $F_I^-(\omega) \equiv 0, \omega < 0$, получаем с помощью первого из соотношений (34).

Рассмотрим теперь задачу, обратную по своему характеру к только что рассмотренной, в которой задана поверхностная намагниченность $I_{\text{пов}}(\xi, -h)$ пленки на глубине $z = \text{const} = -h$ и требуется найти эквивалентную по внешнему полю в полуплоскости $z > -h$ намагниченность $I_{\text{экв}}(\xi, \Pi)$ в горизонтальном пласте Π с параметрами h_1 и $h_2, h_1 < h < < h_2$.

Очевидно, достаточно построить формулу для нахождения эквивалентной намагниченности из класса $K^+L_2(-\infty, +\infty)$. Исходными в решении задачи являются соотношения (9) и (31). Из них следует

$$F_{I_{\text{экв}}}^+(\omega) = \begin{cases} \frac{\omega \exp(-\omega h)}{\exp(-h_1 \omega) - \exp(-h_2 \omega)} F_{I_{\text{пов}}}^+(\omega), & \omega > 0, \\ 0, & \omega < 0 \end{cases}$$

или, если положить $\delta h = h - h_1$,

$$F_{I_{\text{экв}}}^+(\omega) = \begin{cases} \frac{\omega \exp(-\delta h \omega)}{1 - \exp(-\Delta h \omega)} F_{I_{\text{пов}}}^+(\omega), & \omega > 0, \\ 0, & \omega < 0. \end{cases}$$

Отсюда

$$I_{\text{экв}}^+(\xi, \Pi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \exp(-\delta h \omega)}{1 - \exp(-\Delta h \omega)} F_{I_{\text{пов}}}^+(\omega) \exp(i\omega \xi) d\omega. \quad (36)$$

Положим

$$\begin{aligned} K_h(\xi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\omega| \exp(-\delta h |\omega|)}{1 - \exp(-\Delta h |\omega|)} \exp(i\omega \xi) d\omega = \\ &= 2 \int_0^{\infty} \frac{\omega \exp(-\delta h \omega)}{1 - \exp(-\Delta h \omega)} \cos \omega \xi d\omega. \end{aligned}$$

Тогда из (36), пользуясь теоремой о свертке для преобразования Фурье, находим

$$I_{\text{экв}}^+(\xi, \Pi) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{пов}}(\xi) K_h(x - \xi) d\xi.$$

Функция $K_h(\xi)$ не выражается в явном виде через элементарные функции (она выражается через так называемую обобщенную дзета-функцию [Уиттекер, Ватсон, 1963]), однако для нее нетрудно дать выражение в виде достаточно быстро сходящегося ряда:

$$K_h(\xi) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} [(\delta h + n \Delta h)^2 - \xi^2] / [(\delta h + n \Delta h)^2 + \xi^2]^2.$$

Множество других эквивалентных намагниченностей, как обычно, получаем прибавлением к $I_{\text{ЭКВ}}^+(\xi, \Pi)$ произвольных комплекснозначных функций из $K^-L_2(-\infty, +\infty)$.

6. Теперь мы приступим к решению четырех задач, сформулированных в начале предыдущего подраздела. Из сказанного выше очевидно, что они далеко не тривиальны.

Если h_1 и h_2 (параметры горизонтального пласта Π) заданы, то один из классов намагниченностей, в которых решение обратной задачи единственно, уже найден — это класс $K^+L_2(-\infty, +\infty)$. Решения в этом классе обладают важными экстремальными свойствами.

Первое свойство. Из всех намагниченностей $I_{\text{ЭКВ}}(\xi)$, удовлетворяющих интегральному уравнению (4), решение $I_{\text{ЭКВ}}^+(\xi)$ в классе $K^+L_2(-\infty, +\infty)$ доставляет минимум функционалу

$$\Phi(I_{\text{ЭКВ}}) = \int_{-\infty}^{+\infty} |I_{\text{ЭКВ}}(\xi)|^2 d\xi.$$

Действительно, все решения уравнения (4) описываются соотношением (20), где $I^-(\xi)$ — произвольная функция из класса $K^-L_2(-\infty, +\infty)$. Но по теореме Парсеваля и свойствам спектров $F_I^+(\omega)$ и $F_I^-(\omega)$ имеем

$$\Phi(I_{\text{ЭКВ}}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty |F_I^+(\omega)|^2 d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty |F_I^-(\omega)|^2 d\omega.$$

Следовательно, минимум функционала достигается при $F_I^-(\omega) \equiv 0$, $I_{\text{ЭКВ}}(\xi) = I_{\text{ЭКВ}}^+(\xi)$.

Второе свойство. Из всех намагниченностей $I_{\text{ЭКВ}}(\xi)$, удовлетворяющих интегральному уравнению (4) и обладающих производными по ξ до порядка $r > 0$ включительно, причем $d^r I_{\text{ЭКВ}}(\xi) / d\xi^r \in L_2(-\infty, +\infty)$, решение $I_{\text{ЭКВ}}^+(\xi)$ в классе $K^+L_2(-\infty, +\infty)$ поставяет минимум функционалу

$$\Phi_r(I_{\text{ЭКВ}}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{d^r I_{\text{ЭКВ}}(\xi)}{d\xi^r} \right|^2 d\xi.$$

Доказательство этого свойства аналогично, и мы здесь на нем не останавливаемся.

Однако, хотя решения обратной задачи в классе $K^+L_2(-\infty, +\infty)$ обладают важными экстремальными свойствами, во многих случаях они могут оказаться нефизичными. Для практики большой интерес представляют классы чисто вертикальных и чисто горизонтальных намагниченностей. Легко видеть, что в этих классах решения всегда содержатся и являются единственными. В самом деле, если $\bar{F}(s)$ — функция, аналитическая в верхней полуплоскости, то в силу так называемого принципа симметрии функции $\bar{F}(\bar{s}) = F^*(s)$ будет аналитической и в нижней полуплоскости. На действительной оси функции $F(s)$ и $F^*(s)$ принимают комплексно-сопряженные значения: $F^*(x) = \overline{F(x)}$. Следовательно, если $I^+(\xi)$ — намагниченность из класса $K^+L_2(-\infty, +\infty)$, то

намагниченность $\overline{I^+(\xi)}$ будет принадлежать классу $K^-L_2(-\infty, +\infty)$. Положим

$$I^+(\xi) = I_x^+(\xi) + iI_z^+(\xi),$$

тогда $I^-(\xi) = \overline{I^+(\xi)} = I_x^+(\xi) - iI_z^+(\xi)$, и в соответствии с формулой общего решения обратной задачи (20) намагниченности

$$I_{\text{ЭКВ}}(\xi) = I^+(\xi) + \overline{I^+(\xi)} = 2I_x^+(\xi), \quad I_{\text{ЭКВ}}(\xi) = I^+(\xi) - \overline{I^+(\xi)} = 2iI_z^+(\xi)$$

будут давать решение обратной задачи. Легко видеть, что это единственные чисто вещественная и чисто мнимая эквивалентные (по внешнему полю в полуплоскости $z \geq 0$) намагниченности.

Определим далее угол наклона $\theta(\xi)$ вектора $I(\xi)$ в точке ξ из соотношения

$$\operatorname{tg} \theta(\xi) = I_z(\xi)/I_x(\xi).$$

Пусть $\theta^+(\xi)$ — угол наклона вектора намагниченности $I^+(\xi) \in K^+L_2(-\infty, +\infty)$ в точке ξ . Покажем, что всегда можно найти эквивалентную намагниченность (единственную) $I(\xi)$, для которой

$$\operatorname{tg} \theta(\xi) = \lambda \operatorname{tg} \theta^+(\xi),$$

где λ — любое наперед заданное вещественное число. В самом деле, для любого действительного α намагниченность $\alpha I^+(\xi)$ принадлежит к классу $K^+L_2(-\infty, +\infty)$. Следовательно, намагниченность вида

$$I_{\text{ЭКВ}}(\xi) = I^+(\xi) + \alpha \overline{I^+(\xi)}$$

является эквивалентной, но для нее

$$\operatorname{tg} \theta(\xi) = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \operatorname{tg} \theta^+(\xi).$$

Полагая $\lambda = (1 - \alpha)/(1 + \alpha)$ и учитывая взаимно однозначное соответствие между α и λ , получим требуемый результат.

Прежде чем рассматривать вопрос о выделении классов намагниченностей, для которых параметр h_1 определяется по полю $H(s)$ в полуплоскости $z \geq 0$ однозначно, напомним читателю аналитический смысл показателя экспоненциального убывания спектральных функций. Пусть $F(s)$ — функция, аналитическая по крайней мере в верхней полуплоскости и удовлетворяющая условию $F(x) \in L_2(-\infty, +\infty)$, а $\Phi(\omega)$ — ее преобразование Фурье:

$$\Phi(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x) \exp(-i\omega x) dx.$$

Обозначим через H расстояние от оси Ox до ближайшей к ней особой точки функции $F(s)$. Ивановым доказано [1956а, б], что имеет место соотношение

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \sup \ln [|\Phi(\omega)|/|\omega|] = H. \quad (37)$$

Таким образом, поскольку $I^+(\xi) \in K^+L_2(-\infty, +\infty)$, то показатель экспоненциального убывания d_+ функции $F_j^+(\omega)$ равен взятому с обрат-

ным знаком расстоянию от оси $O\xi$ до ближайшей к ней особой точки функции $I^+(\sigma)$, $\sigma = \xi + i\xi$ в нижней полуплоскости. Равным образом, поскольку $I^-(\xi) \in K^{-L_2}(-\infty, +\infty)$, то показатель экспоненциального убывания d_- функции $F_I^-(\omega)$ равен взятому с обратным знаком расстоянию от оси $O\xi$ до ближайшей к ней особой точки функции $I^-(\sigma)$ в верхней полуплоскости. Далее, согласно формулам (10) и (14) имеем

$$\limsup_{\omega \rightarrow +\infty} \ln |F_I^+(\omega)|/|\omega| = -h_1 + d_+,$$

$$\limsup_{\omega \rightarrow -\infty} \ln |F_I^-(\omega)|/|\omega| = h_2 + d_-.$$

Отсюда становятся очевидными следующие факты.

Расстояние от оси Ox до ближайшей особой точки функции $H(s)$, аналитической в полуплоскости $z > -h_1$, равно $(h_1 - d_+)$. Если $d_+ = 0$, то это расстояние равно h_1 , и, следовательно, на верхней границе $z = -h_1$ намагнитченного пласта Π имеется по крайней мере одна особая точка. Если же $d_+ < 0$, то расстояние до ближайшей особой точки равно $h_1 + |d_+|$; величина $|d_+|$ дает ту добавку к h_1 , которая обеспечивается аналитичностью функции $I^+(\sigma)$. Очевидно, что возможны случаи, когда $h_1 + |d_+| > h_2$, т.е. особые точки располагаются ниже пласта. Более того, возможны ситуации, когда $|d_+| = \infty$, следовательно, $H(s)$ является целой аналитической функцией с особой точкой в бесконечности.

Расстояние от оси Ox до ближайшей особой точки функции $H(s)$, аналитической в полуплоскости $z < -h_2$, равно $h_2 - |d_-|$, если $|d_-| \leq h_2$, и $|h_2 - |d_-||$, если $|d_-| > h_2$. В первом случае ближайшая особая точка располагается в нижней полуплоскости, во втором — даже в верхней. Если $d_- = 0$, то ближайшая особая точка располагается на нижней границе пласта Π ; если же $|d_-| > 0$, то величина d_- обеспечивает возможность продолжения функции $H(s)$ из полуплоскости $z > -h_2$ через прямую $z = -h_2$. Здесь возможны ситуации, аналогичные описанным выше.

Для того чтобы по полю $H(s)$ в полуплоскости $z \geq 0$ можно было определить параметр h_1 , необходимо и достаточно, чтобы величина d_+ была априорно известна. Наиболее важный и часто встречающийся случай, когда априорно известно, что $d_+ = 0$ (так будет, если функция $I(\xi)$ имеет разрывы первого рода либо такие разрывы имеются у ее производных).

Рассмотрим, в чем именно с точки зрения физики причина всех тех необозримых неоднозначностей в обратной задаче, которые были установлены в подразделах 4 и 5.

Основная причина состоит в том, что пласт Π , по которому распределены источники поля, является бесконечным — внешняя область источников распадается на две непересекающиеся компоненты. Каждая из них односвязна (полуплоскость), но попасть из одной в другую, не пересекая источников, нельзя. Аналогичный факт отмечался в обратной задаче гравиметрии.

Вторая, не менее важная причина эквивалентности состоит в векторном характере источников магнитного поля, в силу которого возможны

различные типы эквивалентной (по полю в верхней полуплоскости) намагниченности; чисто вертикальная, чисто горизонтальная и наклонная. В конечном итоге обе эти причины приводят к следующему факту: поля $H(s)$ в полуплоскостях $z > -h_1$ и $z < -h_2$ описываются никак не связанными друг с другом (полностью независимыми) аналитическими функциями (которые уместно обозначить $H^+(s)$ и $H^-(s)$ соответственно). Аналитическое проявление этого факта — определенность (отличие от нуля) спектров $F_H^+(\omega) = F_{H^+}(\omega)$ и $F_H^-(\omega) = F_{H^-}(\omega)$ на различных полупрямых: $\omega \geq 0$ и $\omega \leq 0$ соответственно.

Из сказанного становятся достаточно очевидными те ограничения на классы намагниченностей $I(\xi)$, в рамках которых можно ожидать большую определенность решения обратной задачи (даже единственность). Эти ограничения должны обеспечивать взаимосвязь между функциями $H^+(s)$ и $H^-(s)$, превращать одну из них в аналитическое продолжение другой.

Отсюда понятным становится следующий основной результат (дающий положительный ответ сразу на третью и четвертую из поставленных в начале подраздела 5 задач): в классе намагниченностей $I(\xi)$, удовлетворяющих условию, существует априорно заданный интервал $a \leq \xi \leq b$, на котором $I(\xi) \equiv 0$ — по внешнему полю $H^+(s)$ параметры h_1, h_2 и намагниченность $I(\xi)$ восстанавливаются однозначно (иначе — по полю $H^+(s)$ обратная задача однозначно разрешима).

Действительно, можно показать (кратко доказательство приводится ниже), что в указанных условиях $d_+ = 0, d_- = 0$. Следовательно, h_1 находится по $H^+(s)$ однозначно. Но в этих же условиях $H^+(s)$ и $H^-(s)$ составляют единую аналитическую функцию; через "купюру" в пласте Π (через прямоугольник $a \leq x \leq b, -h_1 \geq z \geq -h_2$) функция $H^+(s)$ однозначно продолжима в полуплоскость $z < -h_2$ и в соответствии с (4) совпадает там с $H^-(s)$. По значениям $H^-(s)$ в указанной полуплоскости h_2 согласно (37) и $d_- = 0$ определяется однозначно. Но в соответствии с (10) и (14) по известным $H^+(s)$ и $H^-(s)$ и при известных h_1 и h_2 однозначно восстанавливаются $F_I^+(\omega), \omega > 0$ и $F_I^-(\omega), \omega < 0$, следовательно, по (41), (42) однозначно определяется и функция $I(\xi)$.

Итак, осталось пояснить, почему в принятых условиях обязательно должно быть $d_+ = 0, d_- = 0$. Допустим сначала, что $d_+ < 0, d_- < 0$. Намагниченность $I(\xi) \in L_2(-\infty, +\infty)$ всегда можно записать в виде $I^+(\xi) = I^+(\xi) + I^-(\xi) = I^+(\xi) - (I^-(\xi)) = I^+(\xi) - \hat{I}^-(\xi)$; условие $d_+ < 0$ означает, что $I^+(\sigma)$ аналитична в верхней полуплоскости и в полосе $0 \geq z > d_+$ нижней; условие же $d_- < 0$ означает, что $\hat{I}^-(\sigma)$ аналитична в нижней полуплоскости и в полосе $0 < z < |d_-|$ верхней. Но при $a \leq \xi \leq b$ из условия $I(\xi) = 0$ следует, что $I^+(\sigma) = \hat{I}^-(\sigma)$, следовательно (по теореме единственности для аналитических функций), $I^+(\sigma) \equiv \hat{I}^-(\sigma)$ всюду в плоскости комплексного переменного, а также аналитична, ограничена и не имеет особой точки в бесконечности. По теореме Лиувилля это невозможно и, значит, этот случай отпадает. Допустим далее, что $d_+ = 0, d_- < 0$. Но из основного интегрального соот-

ношения следует, что $H^+(s)$ имеет вид

$$H^+(s) = (H')^+(s) - (H')^+(s + i\Delta h), \quad (38)$$

где

$$H'(s) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\Gamma_{h_1}} \varphi(\sigma)/(\sigma-s) d\sigma, \quad \varphi(\sigma) = -4\pi i l(\sigma),$$

а Γ_{h_1} есть прямая $z = -h_1$, пробегаемая слева направо (интеграл в (38) есть интеграл типа Коши по этой прямой). Следовательно, если $H(s)$ имеет ближайшую особую точку на прямой $z = -h_1$, то эта точка является особой и для $(H')^+(s)$, а значит, функция $(H')^+(s + i\Delta h)$ должна иметь особую точку на прямой $z = -h_2$. В наложенных условиях особая точка $(H')^+(s + i\Delta h)$ есть особая точка и для $H(s) = H^-(s)$. Следовательно, в силу свойств показателя экспоненциального убывания должно быть $d_- = 0$. Случай $d_- = 0, d_+ < 0$ рассматривается аналогично.

Итак, основной результат установлен. Его можно переформулировать следующим образом: если на интервале $a \leq \xi \leq b$ функция $l(\xi)$ априори известна, а также известны величины h_1 и h_2 , то по полю $H^+(s)$ обратная задача однозначно разрешима.

Важнейший частный случай основного результата таков: если $l(\xi) \equiv 0$ вне априорно заданного интервала $a \leq \xi \leq b$, то по полю $H^+(s)$ обратная задача однозначно разрешима.

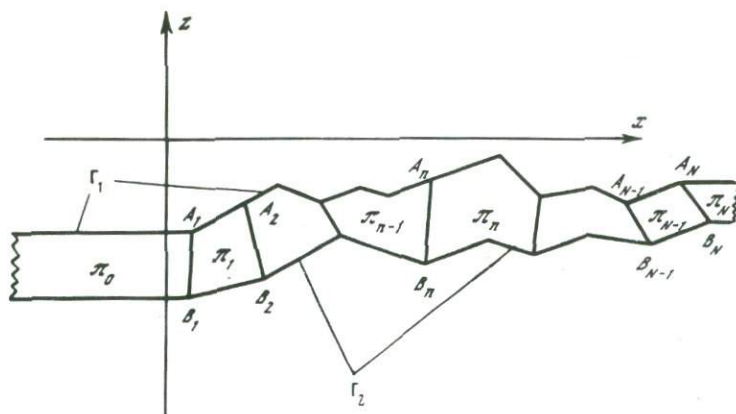
ВОПРОСЫ ЕДИНСТВЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ МАГНИТОМЕТРИИ В РАМКАХ БЛОКОВЫХ ДВУХМЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ

1. Модель источников, которая будет изучена (с позиций условий единственности решения обратной задачи магнитометрии) в настоящем разделе статьи, с одной стороны, является более частной по сравнению с моделью II, а с другой — несколько более общей.

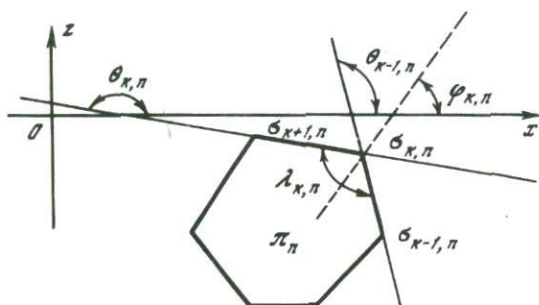
Модель III. На рис. 1 изображена геометрия носителя источников, представляющего собой субгоризонтальный пласт $\tilde{\Pi}$, верхняя и нижняя границы Γ_1 и Γ_2 которого — ломаные с конечным числом звеньев (так что части границ слева и справа — горизонтальные полупрямые). Пласт $\tilde{\Pi}$ разделен на блоки $\pi_n, n = 0, 1, 2, \dots, N$, попарно не пересекающимися отрезками $A_n B_n, n = 1, 2, \dots, N$, один из концов которых располагается на границе $\Gamma_1 (A_n)$, а другой — на $\Gamma_2 (B_n)$. По каждому из блоков распределены массы с намагниченностью $l_n = l_{x,n} + i l_{z,n}, l_n = \text{const}$.

Геометрия пласта $\tilde{\Pi}$ — частная по сравнению с геометрией пласта в модели II. В то же время распределение намагниченности в общем случае не совпадает с принятым в модели II: l не является функцией только ξ . И даже в том случае, когда все отрезки A_n, B_n — вертикальные и $l = l(\xi)$, намагниченность не удовлетворяет условию (1).

Подчеркнем еще следующие моменты: 1) точки A_n и B_n могут как совпадать, так и не совпадать с вершинами ломаных Γ_1 и Γ_2 ; 2) частным случаем модели III (модель III-О) является тот, когда обе ломаных Γ_1 и Γ_2 являются звездными относительно бесконечно удаленной точки — лю-



Р и с. 1. Геометрия носителя источников модели III



Р и с. 2. Определение величин $\theta_{k,n}$, $\lambda_{k,n}$, $\varphi_{k,n}$

бая вертикальная прямая пересекает Γ_1 и Γ_2 только один раз; 3) частным случаем модели III (модель III-A) является тот, когда пласт $\tilde{\Pi}$ — горизонтальный, а все отрезки $A_n B_n$ — вертикальные (блоково-слоистая среда); 4) частным случаем модели III (модель III-B) является тот, когда заданы величины $\varphi_n = \arg I_n$ (заданы направления намагниченности во всех блоках); 5) частным случаем решения обратной задачи является тот, когда априорно известно положение бесконечной кривой γ_0 , такой, что Γ_1 лежит целиком выше γ_0 , а Γ_2 — целиком ниже.

Объединим точки A_n и вершины ломаной Γ_1 в одно множество точек W_1 , а вершины Γ_2 и точки B_n — во второе множество W_2 . Выделим подмножества $W_p^{(r)}$, $p = 1, 2$, $r = 1, 2, 3$, следующим образом: $W_p^{(1)}$ — концы отрезков, разделяющих блоки, не являющиеся вершинами границы Γ_p пласта $\tilde{\Pi}$; $W_p^{(2)}$ — вершины границы Γ_p пласта $\tilde{\Pi}$, не являющиеся концами отрезков, разделяющих блоки; $W_p^{(3)}$ — вершины границы Γ_p пласта $\tilde{\Pi}$, одновременно являющиеся концами отрезков, разделяющих блоки. Ясно, что все подмножества $W_k^{(r)}$ не пересекаются.

2. Как обычно, начнем с вывода аналитического представления функции $H(s)$ — комплексной напряженности внешнего магнитного поля. Очевидно,

$$H(s) = \sum_{n=0}^N H_n(s), \quad (39)$$

где $H_n(s)$ — комплексная напряженность блока π_n . Обозначив вершины многоугольника π_n через $\sigma_{k,n}$, $k = 1, 2, \dots, R_n$, а его границу через $\partial\pi_n$, на основании (2) и комплексной формулы Грина получим

$$\begin{aligned} H_n(s) &= 2iI_n \int_{\pi_n} ds/(\sigma - s)^2 = I_n \int_{\partial\pi_n} d\bar{\sigma}/(\sigma - s) = \\ &= I_n \sum_{k=1}^{R_n} \alpha_{k,n} \int_{\sigma_{k,n}}^{\sigma_{k+1,n}} d\sigma/(\sigma - s) = I_n \sum_{k=1}^{R_n} \alpha_{k,n} \ln(\sigma_{k+1,n} - s)/(\sigma_{k,n} - s) = \\ &= I_n \sum_{k=1}^n (\alpha_{k-1,n} - \alpha_{k,n}) \ln(\sigma_{k,n} - s), \end{aligned} \quad (40)$$

где

$$\alpha_{k,n} = (\bar{\sigma}_{k+1,n} - \bar{\sigma}_{k,n})/(\sigma_{k+1,n} - \sigma_{k,n}). \quad (41)$$

Эти величины фигурируют в комплексных уравнениях $\bar{\sigma} = \alpha_{k,n}\sigma + \beta_{k,n}$ отрезков из $\partial\pi_n$, соединяющих вершины $\sigma_{k+1,n}$ и $\sigma_{k,n}$, $k = 1, 2, \dots, R_n$, $\sigma_{R_n+1} = \sigma_{1,n}$ (рис. 2). Из (40) следует

$$dH(s)/ds = I_n \sum_{k=1}^n (\alpha_{k-1,n} - \alpha_{k,n})/(\sigma_{k,n} - s). \quad (42)$$

Дадим для величин $\rho_{k,n} = \alpha_{k-1,n} - \alpha_{k,n}$ более ясные по геометрическому смыслу представления. Прежде всего

$$\alpha_{k,n} = \exp(-2i\theta_{k,n}),$$

где $\theta_{k,n}$ — угол между отрезком (направленным), соединяющим вершины $\sigma_{k,n}$ и $\sigma_{k+1,n}$ и осью Ox , $0 \leq \theta_{k,n} < 2\pi$ (см. рис. 2). Отсюда имеем

$$\begin{aligned} \rho_{k,n} &= \alpha_{k-1,n} - \alpha_{k,n} = -(\exp(-2i\theta_{k,n}) - \exp(-2i\theta_{k-1,n})) = \\ &= -\exp\left(-2i \frac{\theta_{k,n} + \theta_{k-1,n}}{2}\right) \left[\exp\left(-2i \frac{\theta_{k,n} - \theta_{k-1,n}}{2}\right) - \right. \\ &\quad \left. - \exp\left(2i \frac{\theta_{k,n} - \theta_{k-1,n}}{2}\right) \right] = -\exp\left(i\pi - 2i \frac{\theta_{k,n} + \theta_{k-1,n}}{2}\right) \times \\ &\quad \times \left[\exp\left(i\pi - 2i \frac{\theta_{k,n} - \theta_{k-1,n}}{2}\right) - \exp\left(-i\pi + 2i \frac{\theta_{k,n} - \theta_{k-1,n}}{2}\right) \right] = \\ &= -2i \exp(-2i\varphi_n) \sin \lambda_{k,n}. \end{aligned} \quad (43)$$

Здесь $\lambda_{k,n}$ — внутренний угол многоугольника при вершине $\sigma_{k,n}$; $\varphi_{k,n}$ — угол, образованный биссектрисой угла $\lambda_{k,n}$ с осью Ox (см. рис. 2). Из (40) и (43) следует, что вершины $\sigma_{k,n}$ многоугольника π_n являются

особыми точками для функций $H_n(s)$; сила этих особых точек определяется величинами $|\sin \lambda_{k,n}|$. Она является максимальной при $\lambda_{k,n} = \pi/2$ и стремится к нулю при $\lambda_{k,n} \rightarrow 0$ и $\lambda_{k,n} \rightarrow \pi$.

Из (39), (41) и (42) можно получить выражения комплексных характеристик $H(s)$ и $dH(s)/ds$ для модели III. Мы запишем эти выражения, введя специальную индексацию точек из множеств $W_p^{(r)}$, $r = 1, 2, 3$, $p = 1, 2$; если точка является ν -й в порядке движения по Γ_p слева направо и принадлежит r -му подмножеству, то ее координату обозначим $\sigma_{\nu,p}^{(r)}$. При $r = 1$

$$\sigma_{\nu,p}^{(1)} = \sigma_{\nu,p}^{(1,n)},$$

если данная точка является точкой контакта $(n-1)$ -го и n -го блоков. При $r = 2$

$$\sigma_{\nu,p}^{(2)} = \sigma_{\nu,p}^{(2,n)},$$

если данная точка принадлежит n -му блоку π_n . Наконец,

$$\sigma_{\nu,p}^{(3)} = \sigma_{\nu,p}^{(3,n)},$$

если данная точка является точкой контакта $(n-1)$ -го и n -го блоков. Смысл этой индексации виден из рис. 3.

Используя принятые обозначения, получим

$$H(s) = \sum_{\nu=1}^{M_1} \kappa_{\nu,1}^{(r)} \ln(\sigma_{\nu,1}^{(r)} - s) + \sum_{\nu=1}^{M_2} \kappa_{\nu,2}^{(r)} \ln(\sigma_{\nu,2}^{(r)} - s), \quad (44)$$

$$\frac{dH(s)}{ds} = \sum_{\nu=1}^{M_1} \kappa_{\nu,1}^{(r)} / (\sigma_{\nu,1}^{(r)} - s) + \sum_{\nu=1}^{M_2} \kappa_{\nu,2}^{(r)} / (\sigma_{\nu,2}^{(r)} - s), \quad (45)$$

где коэффициенты $\kappa_{\nu,p}^{(r)}$ даются выражениями

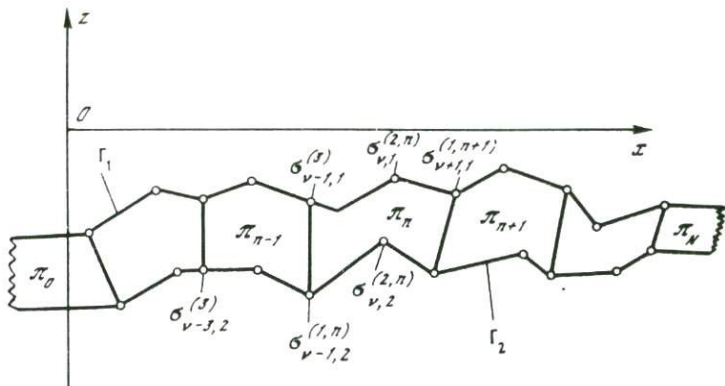
$$\begin{aligned} \kappa_{\nu,1}^{(1)} &= 2i \sin \lambda_{\nu,n-1}^{(1)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n-1}^{(1)}) (I_n - I_{n-1}), \\ \kappa_{\nu,2}^{(1)} &= -2i \sin \lambda_{\nu,n-1}^{(2)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n-1}^{(2)}) (I_n - I_{n-1}), \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{\nu,1}^{(2)} &= -2i I_n \sin \lambda_{\nu,n}^{(1)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n}^{(1)}), \\ \kappa_{\nu,2}^{(2)} &= -2i I_n \sin \lambda_{\nu,n}^{(2)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n}^{(2)}), \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{\nu,1}^{(3)} &= -2i [I_{n-1} \sin \lambda_{\nu,n-1}^{(1)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n-1}^{(1)}) + \\ &+ I_n \sin \lambda_{\nu,n}^{(1)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n}^{(1)})], \end{aligned} \quad (48)$$

$$\kappa_{\nu,2}^{(3)} = -2i [I_{n-1} \sin \lambda_{\nu,n-1}^{(2)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n-1}^{(2)}) + I_n \sin \lambda_{\nu,n}^{(2)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n}^{(2)})].$$

В формулах (46) и (48) $\lambda_{\nu,n-1}^{(p)}$ и $\lambda_{\nu,n}^{(p)}$ ($p = 1, 2$) — внутренние углы многоугольников π_{n-1} и π_n при общей вершине $\sigma_{\nu,p}^{(m,n)}$ ($m = 1$ или 3);



Р и с. 3. К классификации вершин (особых точек) для модели III

$\varphi_{v,n-1}^{(p)}$ и $\varphi_{v,n}^{(p)}$ — углы, образованные биссектрисами соответствующих внутренних углов с осью Ox . В формулах (47) $\lambda_{v,n}^{(p)}$ и $\varphi_{v,n}^{(p)}$ ($p = 1, 2$) — внутренние углы многоугольников π_n при вершинах $\sigma_{v,p}^{(2,n)}$ и углы, образованные биссектрисами внутренних углов с осью Ox , соответственно. Выражение для $dH(s)/ds$ есть рациональная дробь (с полюсами только 1-го порядка). Любая рациональная дробь является однозначной аналитической функцией (с конечным числом особых точек) во всей плоскости комплексного переменного. Следовательно, в случае модели III функции $H^+(s)$ и $H^-(s)$ связаны друг с другом однозначно. В этом основное, принципиальное отличие модели III от модели I.

Очевидны следующие факты:

1) величины $\kappa_{v,p}^{(2)}$ никогда не обращаются в нуль, следовательно, если подмножество $W_p^{(2)}$ не пусто, то внешнее поле имеет на Γ_p особые точки ($H^+(s)$ имеет особенности на Γ_1 , если $W_1^{(2)} \neq \emptyset$, $H^-(s)$ — на Γ_2 , если $W_2^{(2)} \neq \emptyset$); сила этих особенностей определяется величиной $|\sin \lambda_{v,n}^{(p)} I_n|$;

2) если $I_n - I_{n-1} \neq 0$ (а это неравенство выполняется по определению — различные блоки имеют различную намагнитченность), то величины $\kappa_{v,p}^{(1)}$ не обращаются в нуль; сила этих особенностей определяется величиной $|\sin \lambda_{v,n-1}^{(1)} (I_n - I_{n-1})|$;

3) величины $\kappa_{v,p}^{(3)}$ могут обращаться в нуль при определенных значениях параметров:

$$\frac{I_n}{I_{n-1}} = - \frac{\sin \lambda_{v,n-1}^{(p)}}{\sin \lambda_{v,n}^{(p)}} \exp(2i(\varphi_{v,n}^{(p)} - \varphi_{v,n-1}^{(p)})), \quad p = 1, 2. \quad (49)$$

Сила особых точек определяется величиной

$$\begin{aligned}
 & |I_n \sin \lambda_{\nu,n}^{(p)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n}^{(p)}) + I_{n-1} \sin \lambda_{\nu,n-1}^{(p)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n-1}^{(p)})| \leq \\
 & \leq \left| \frac{I_n + I_{n-1}}{2} \right| \left| \sin \lambda_{\nu,n}^{(p)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n}^{(p)}) + \sin \lambda_{\nu,n-1}^{(p)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n-1}^{(p)}) \right| + \\
 & + \left| \frac{I_n - I_{n-1}}{2} \right| \left| \sin \lambda_{\nu,n}^{(p)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n}^{(p)}) - \sin \lambda_{\nu,n-1}^{(p)} \exp(-2i\varphi_{\nu,n-1}^{(p)}) \right|.
 \end{aligned}$$

3. Теперь в нашем распоряжении есть аппарат для исследования условий единственности решения обратной задачи магнитометрии в рамках модели III.

Начнем с простейшей модели III-A. Имеет место следующий результат: по полю $H^+(s)$ однозначно восстанавливаются глубины залегания h_1 и h_2 верхней и нижней кромки пласта Π и величины $\Delta_n I = I_n - I_{n-1}$ скачков намагниченности на вертикальных контактах блоков, $n = 1, 2, \dots, N$. Действительно, в рассматриваемом случае множества W_p ($p = 1, 2$) состоят только из точек подмножеств $W_p^{(1)}$; величины $k_{\nu,p}^{(1)}$ все отличны от нуля, следовательно, все точки $\sigma_{\nu,p}^{(1,n)} = \sigma_{\nu,p}^{(1,\nu)}$ являются особыми для внешнего поля $H^+(s)$ и они однозначно восстанавливаются по этому полю. Точки $\sigma_{\nu,1}^{(1,\nu)}$ располагаются на Γ_1 , точки $\sigma_{\nu,2}^{(1,\nu)}$ — на Γ_2 ; это дает параметры h_1 и h_2 . Имеем далее (величины $k_{\nu,1}^{(p)}$ однозначно определяются по $dH^+(s)/ds$ как вычеты в соответствующих полюсах)

$$k_{\nu,1}^{(1)} = 2(I_n - I_{n-1}), \quad k_{\nu,2}^{(1)} = -2(I_n - I_{n-1}),$$

следовательно, все $\Delta_n I$ определяются однозначно. Определить $H^+(s)$ невозможно, так как внешнее поле $H^+(s)$ пласта Π с однородной намагниченностью I тождественно равно нулю.

Формула для поля $H(s)$ рассматриваемой частной модели имеет вид

$$H(s) = 2 \sum_{\nu=1}^N \Delta_n I \ln \left[\frac{(\sigma_{\nu,1}^{(1,\nu)} - s)}{(\sigma_{\nu,2}^{(1,\nu)} - s)} \right].$$

Нетрудно показать, что полученный результат остается в силе и в том случае, если $\tilde{\Pi} = \Pi$ (горизонтальный пласт), а отрезки $A_n B_n$ являются произвольными наклонными отрезками — геометрия всех блоков восстанавливается по $H^+(s)$ однозначно и определяются скачки $\Delta_n I$ намагниченности на границах блоков.

Ясно, что если в обеих ситуациях априорно известно значение I_ν для некоторого $n = \nu$, то тогда все I_n определяются по внешнему полю однозначно.

4. Следующей по сложности является ситуация, в которой множества W_p состоят только из точек подмножеств $W_p^{(3)}$ ($p = 1, 2$). Большая сложность этой ситуации связана с тем фактом, что коэффициенты

$k_{\nu,p}^{(3)}$ могут обращаться в нуль. Оказывается, в рассматриваемом случае может иметь место даже худшая ситуация: могут обращаться в нуль сразу все $k_{\nu,p}^{(3)}$ ($p = 1, 2, \nu = 1, 2, \dots, M_p$). Действительно, пусть геометрия пласта $\tilde{\Pi}$ задана; зададим I_0 произвольно, а остальные I_n определим рекуррентно из соотношения

$$I_n = -I_{n-1}k_n^{(p)}, \quad n = 1, 2, \dots, N,$$

$$k_n^{(p)} = \frac{\sin \lambda_{n,n-1}^{(p)}}{\sin \lambda_{n,n}^{(p)}} \exp(2i(\varphi_{n,n}^{(p)} - \varphi_{n,n-1}^{(p)})), \quad (50)$$

где все $k_n^{(p)}$ — комплексные константы, однозначно определяемые геометрией пласта. В соответствии с (47), (48) $k_{\nu,p}^{(3)} = 0, \nu = 1, 2, \dots, N$. Поскольку I_0 выбиралось произвольно, то в любом заданном пласте $\tilde{\Pi}$ рассматриваемого вида существует бесчисленное множество намагнитченностей $\{I_n\}_0^N$, для которых на Γ_1 (или на Γ_2) не будет ни одной особой точки функции $H^+(s)$.

Данный факт имеет принципиальное значение как для интерпретации магнитных аномалий в рамках концепций аналитического продолжения и особых точек, так и для уяснения того, что в модели III даже геометрия пласта $\tilde{\Pi}$ может определяться неоднозначно. В самом деле, пусть в пласте $\tilde{\Pi}$ рассматриваемого типа все отрезки $A_n B_n$ лежат на параллельных прямых P_n (важнейший для практики частный случай, когда P_n вертикальные прямые). Зафиксируем одну из границ $\tilde{\Pi}$, а другую сдвинем на произвольный отрезок вдоль направления, определяемого прямыми P_n . Полученный пласт обозначим $\tilde{\Pi}_*$. В данном случае внешние поля пластов $\tilde{\Pi}$ и $\tilde{\Pi}_*$ при намагнитченностях, определенных соотношениями (50), будут равны (рис. 4). Действительно, в точках $\sigma_{\nu,p}^{(3)}$ на несовпадающих границах $\tilde{\Pi}$ и $\tilde{\Pi}_*$ величины $k_{\nu,p}^{(3)}$ равны нулю, а в точках на совпадающих — одни и те же.

Из полученного результата следует основной в теории моделей III факт: в классе подобных моделей существуют такие, которые вообще не порождают внешних полей (в полуплоскостях выше и ниже пластов $\tilde{\Pi}$ одновременно); множество таких моделей бесконечно.

В самом деле, вернемся к примерам рис. 4. Если по $\tilde{\Pi}$ и $\tilde{\Pi}_*$ распределена намагнитченность, определяемая соотношениями (50), то внешние поля этих пластов равны. Следовательно, при такой намагнитченности внешнее поле пласта $\Delta \Pi = |\tilde{\Pi} - \tilde{\Pi}_*|$ (знак модуля означает, что берется пласт, заключенный между несовпадающими границами $\tilde{\Pi}$ и $\tilde{\Pi}_*$, независимо от того, какая из этих границ является верхней, а какая нижней — см. рис. 4) будет тождественно равно нулю.

Заметим сразу же, что существование моделей III с нулевым внешним полем есть следствие только векторного характера источников магнитного поля.

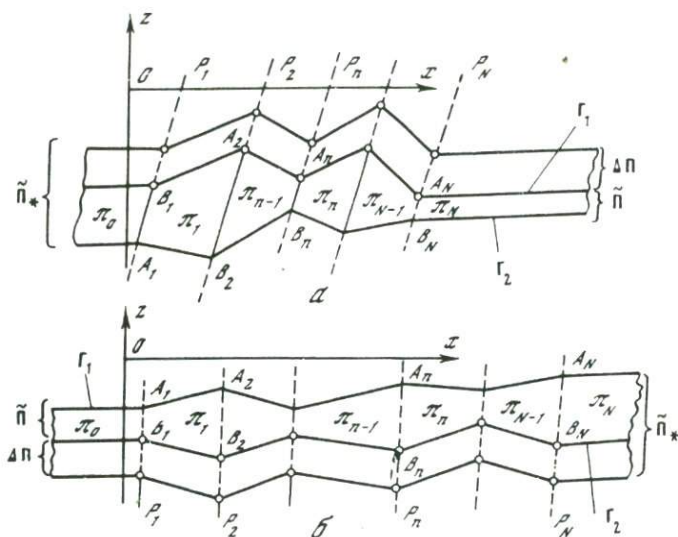


Рис. 4. Примеры эквивалентных по внешнему полю пластов (а, б) при специальных намагниченностях блоков

Условие того, что данный пласт $\tilde{\Pi}$ рассматриваемого типа ($W_p = W_p^{(3)}$, $p = 1, 2$) может иметь распределения намагниченности, не порождающие внешнего поля, чисто геометрическое: необходимо и достаточно, чтобы для всех ν выполнялось соотношение

$$\sin \lambda_{\nu, \nu-1}^{(1)} \sin \lambda_{\nu, \nu}^{(2)} / \sin \lambda_{\nu, \nu}^{(1)} \sin \lambda_{\nu, \nu-1}^{(2)} = \exp\{2i[(\varphi_{\nu, \nu}^{(2)} - \varphi_{\nu, \nu}^{(1)}) - (\varphi_{\nu, \nu-1}^{(2)} - \varphi_{\nu, \nu-1}^{(1)})]\} \quad (51)$$

Действительно, это условие получаем из соотношений (48), полагая в них $p = 1, 2$ и приравнявая левые части.

Подмножество пластов $\tilde{\Pi}$, удовлетворяющих (51) для всех $\nu = 1, 2, \dots, N$, обозначим через $\{\tilde{\Pi}_0\}$. Можно показать, что подмножество $\{\tilde{\Pi}_0\}$ исчерпывается пластинами, подобными изображенным на рис. 4 — это следует из условий (51). Подробнее на этом вопросе мы остановимся ниже, при рассмотрении физической природы явления эквивалентности.

Если дополнительно зафиксировать направление намагниченности, например, если считать все I_n чисто вертикальными, $I_n = iI_{z,n}$, то неоднозначность решения обратной задачи в моделях рассматриваемого типа ($W_p \equiv W_p^{(3)}$, $p = 1, 2$) существенно изменится.

Возьмем пласт $\tilde{\Pi} \in \{\tilde{\Pi}_0\}$ и чисто вертикальные намагниченности в блоках. Покажем, что тогда все $\kappa_{\nu, p}^{(3)} \neq 0$, $p = 1, 2$, $\nu = 1, 2, \dots, N$. Действительно, необходимое и достаточное условие (49) обращения $\kappa_{\nu, p}^{(3)}$ в нуль в случае вертикальной намагниченности выполняться не может, поскольку в данном случае I_n/I_{n-1} есть чисто вещественное число, а справа в

(49) всегда стоит комплексное число (так как разность $\varphi_{v,v}^{(p)} - \varphi_{v,v-1}^{(p)}$ не может быть равна 0 или π). Итак, все вершины отрезков $A_n B_n$ для $H^+(s)$ — особые точки (полюсы первого порядка для $dH^+(s)/ds$) и по внешнему полю восстанавливаются однозначно. Но в соответствии с требованием отсутствия пересечений отрезков $A_n B_n$ (границ раздела блоков) и условием $W_p = W_p^{(3)}$ положение границ Γ_1 и Γ_2 пласта определяется однозначно.

Для $I_{z,v}$ и $I_{z,v-1}$ мы имеем систему из двух комплексных линейных уравнений

$$\begin{aligned} \kappa_{v,1}^{(3)}/2 &= I_{z,v-1} \sin \lambda_{v,v-1}^{(1)} \exp(-2i\varphi_{v,v-1}^{(1)}) + \\ &+ I_{z,v} \sin \lambda_{v,v}^{(1)} \exp(-2i\varphi_{v,v}^{(1)}), \\ \kappa_{v,2}^{(3)}/2 &= I_{z,v-1} \sin \lambda_{v,v-1}^{(2)} \exp(-2i\varphi_{v,v-1}^{(2)}) + I_{z,v} \sin \lambda_{v,v}^{(2)} \exp(-2i\varphi_{v,v}^{(2)}). \end{aligned} \quad (52)$$

Однако определитель D_v этой системы, как мы покажем ниже, равен нулю, иначе — одно из соотношений (52) есть линейная функция другого. Поэтому мы имеем для $I_{z,v-1}$ и $I_{z,v}$ всего одно комплексное соотношение, эквивалентное двум действительным, например:

$$\begin{aligned} p_v &= I_{z,v-1} \sin \lambda_{v,v-1}^{(1)} \cos(2\varphi_{v,v-1}^{(1)}) + I_{z,v} \sin \lambda_{v,v}^{(1)} \cos(2\varphi_{v,v}^{(1)}), \\ q_v &= I_{z,v-1} \sin \lambda_{v,v-1}^{(1)} \sin(2\varphi_{v,v-1}^{(1)}) + I_{z,v} \sin \lambda_{v,v}^{(1)} \sin(2\varphi_{v,v}^{(1)}), \\ p_v &= \operatorname{Re} \frac{\kappa_{v,1}^{(3)}}{2}, \quad q_v = -\operatorname{Im} \frac{\kappa_{v,1}^{(3)}}{2}. \end{aligned} \quad (53)$$

Определитель Δ_v системы (53) всегда отличен от нуля:

$$\Delta_v = \sin \lambda_{v,v-1}^{(1)} \sin \lambda_{v,v}^{(1)} \sin 2(\varphi_{v,v}^{(1)} - \varphi_{v,v-1}^{(1)}).$$

Но для моделей рассматриваемого типа $\varphi_{v,v}^{(1)} - \varphi_{v,v-1}^{(1)} \neq -\frac{\pi}{2}$, откуда и следует $\Delta_v \neq 0$. Итак, система (53) однозначно разрешима, т.е. все $I_{z,v}$ ($v = 0, 1, 2, \dots, N$) определяются по внешнему полю однозначно.

Что же касается соотношения $D_v = 0$, то оно устанавливается следующим образом.

Имеем

$$\begin{aligned} D_v &= \sin \lambda_{v,v-1}^{(1)} \sin \lambda_{v,v}^{(2)} \exp(2i(\varphi_{v,v}^{(2)} - \varphi_{v,v-1}^{(1)})) - \\ &- \sin \lambda_{v,v-1}^{(2)} \sin \lambda_{v,v}^{(1)} \exp(2i(\varphi_{v,v}^{(1)} - \varphi_{v,v-1}^{(2)})). \end{aligned}$$

Условие $D_v = 0$ дает

$$\frac{\sin \lambda_{v,v-1}^{(1)} \sin \lambda_{v,v}^{(2)}}{\sin \lambda_{v,v}^{(1)} \sin \lambda_{v,v-1}^{(2)}} = \exp\{2i[(\varphi_{v,v}^{(1)} - \varphi_{v,v}^{(2)}) - (\varphi_{v,v-1}^{(2)} - \varphi_{v,v-1}^{(1)})]\}. \quad (54)$$

Соотношение (54) для пластов $\tilde{\Pi} \in \{\tilde{\Pi}_0\}$ всегда выполняется в силу геометрического условия (51). В самом деле, приравнявая левые и правые части (51) и (54), приходим к тождеству (рис. 5)

$$1 = \exp[4i(\varphi_{\nu,\nu}^{(1)} - \varphi_{\nu,\nu}^{(2)})] = \exp(2\pi i) = 1.$$

Механизм образования намагниченностей в пластах $\tilde{\Pi} \in \{\tilde{\Pi}_0\}$, не порождающих внешнего поля, очевиден. Если все $A_n B_n$ параллельны и имеют одну и ту же длину и если вектор намагниченности в каждом из блоков π_n параллелен сторонам блока, по которым он не контактирует с блоками π_{n-1} и π_{n+1} , то магнитное поле можно рассматривать как порожденное магнитными массами на контактах блоков. Легко видеть, что при определенных соотношениях между величинами интенсивности намагничивания в соседних блоках (проекции I_n и I_{n-1} на нормаль к $A_n B_n$ равны по величине и противоположны по направлению) плотность магнитных масс на $A_n B_n$ будет равна нулю и для такой модели внешнее магнитное поле будет равно нулю. Однако подобными распределениями намагниченности случай нулевых полей не исчерпывается. Действительно, согласно известной теореме вращения, выраженной соотношением

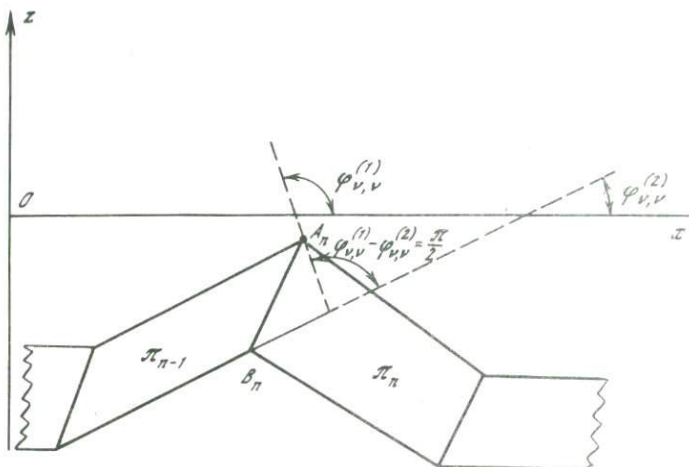
$$H_\gamma(s) = e^{i\gamma}(s),$$

где $H(s)$ — комплексная напряженность намагниченности $I(s)$ в области S ; $H_\gamma(s)$ — комплексная напряженность намагниченности $I_\gamma(s) = e^{i\gamma}I(s)$ в S . Если во всех блоках π_ν от векторов I_ν перейти к векторам $I_{\nu,\gamma} = e^{i\gamma}I_\nu$, то внешнее поле не изменится, т.е. останется равным нулю. В этом случае на каждой из сторон блоков π_ν будут существовать магнитные массы, но в сумме поля всех масс оказываются скомпенсированными.

5. Проведенный физический анализ может быть использован для построения кусочно-постоянных намагниченностей в конечных многоугольниках, не порождающих внешнего поля. Пример такого построения дан на рис. 6. Внешние поля параллелограмма Π_0 и многоугольника S_2 , полученного объединением параллелограммов Π_1 и Π_2 , при указанных на рис. 6 намагниченностях I_0 , I_1 и I_2 равны. Следовательно, определяя S как $\Pi \cup S_2$ и полагая

$$I(\sigma) = \begin{cases} I_0, & \sigma \in S \setminus S \cap S_2, \\ -I_1, & \sigma \in S \setminus \Pi \cup \Pi_2, \\ -I_2, & \sigma \in S \setminus \Pi \cup \Pi_2, \\ I_0 - I_1, & \sigma \in \Pi_1 \cap \Pi_0, \\ I_0 - I_2, & \sigma \in \Pi_1 \cap \Pi_0, \end{cases}$$

приходим к искомому распределению намагниченности в S , не порождающему внешнего поля. Ясно далее, что любая намагниченность $I_\gamma(\sigma) = e^{i\gamma}I(\sigma)$, $0 < \gamma < 2\pi$, будет обладать тем же самым свойством (см. рис. 6). Приведенный пример, разумеется, далеко не самый интересный.



Р и с. 5. К доказательству соотношения (112)

Однако способ построения всех подобных примеров остается тем же самым. Этот пример очень важен в том отношении, что с предельной четкостью демонстрирует неоднозначность обратной задачи магнитометрии, обусловленную векторным характером источников магнитного поля.

6. Перейдем теперь к рассмотрению случая, наиболее благоприятного с точки зрения решения обратной задачи в рамках модели III. Это случай, когда $W_p = W_p^{(2)}$, $W_p^{(2)} \neq \phi$, $p = 1, 2$ и $N = 1$, т.е. случай, когда пласт $\tilde{\Pi}$ имеет однородную намагненность и каждая из границ Γ_1 и Γ_2 (либо даже одна из них) отлична от горизонтальной прямой.

Очевидно, в данном случае все величины $k_{v,p}^{(2)}$ отличны от нуля, поэтому в решении обратной задачи основная трудность состоит в том, чтобы по величинам $\sigma_{v,p}^{(2)}$ и $k_{v,p}^{(2)}$ однозначно восстановить геометрию пласта $\tilde{\Pi}$. В самом деле, если геометрия известна, то для намагненности I получим $(\lambda_{v,n}^{(p)} \equiv \lambda_v^{(p)}, \varphi_{v,n}^{(p)} = \varphi_v^{(p)})$

$$I = \frac{i k_{v,p}^{(2)} \exp(2i\varphi_v^{(p)})}{2 \sin \lambda_v^{(p)}}, \quad p = 1, 2.$$

Не вдаваясь в анализ общей ситуации, заметим, что если априорно известно положение кривой γ_0 такой, что Γ_1 лежит целиком выше γ_0 , а Γ_2 — целиком ниже, то геометрия пласта $\tilde{\Pi}$ определяется по точкам $\sigma_{v,p}^{(2)}$ однозначно и, следовательно, обратная задача разрешима и притом единственным образом.

7. Наиболее общим является тот случай, когда все подмножества $W_p^{(r)}$ ($r = 1, 2, 3$, $p = 1, 2$) не пусты. Этот случай очень сложен для анализа из-за того, что возможны различные комбинации во взаимном

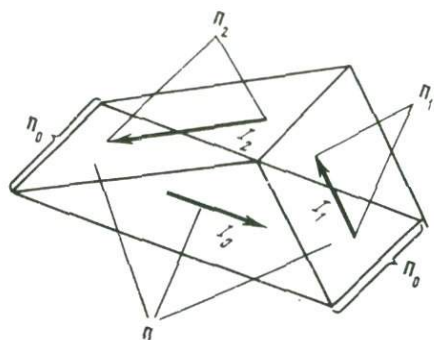


Рис. 6. Распределение намагниченности, не порождающее внешнего поля, в конечных областях

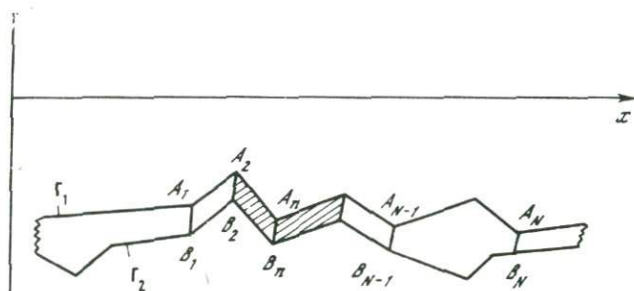


Рис. 7. К нахождению компонент модели III, не определяемых по внешнему полю

расположении точек подмножеств $W_p^{(2)}$ ($r = 1, 2, 3$) при фиксированном p . Поэтому ограничимся лишь некоторыми общими соображениями.

В данном случае на каждой из границ Γ_1 и Γ_2 располагается некоторое число особых точек. Следовательно, внешнее магнитное поле всегда отлично от нуля — не существует пластов $\tilde{\Pi}$ с не равными нулю намагниченностями в блоках, не порождающих внешнего поля.

Вместе с тем возможны ситуации, когда некоторая часть пласта $\tilde{\Pi}$ (некоторые блоки $n = n_0, n_0 + 1, n_0 + 2, \dots, n_0 + l$) не восстанавливается по внешнему полю. Действительно, если на границах пласта $\tilde{\Pi}$ имеются достаточно большие последовательности точек, принадлежащих только $W_p^{(3)}$ ($p = 1, 2$), причем для каждого контакта $A_n B_n$ блоков выполняется геометрическое условие (51), то при определенных распределениях намагниченности точки A_n и B_n будут регулярными для $H^+(s)$ (не будут особыми) и найти их по внешнему полю будет невозможно. Пример подобной ситуации приведен на рис. 7.

Если направление намагниченности во всех блоках одно и то же, то все точки $\sigma_{v,p}$ являются для внешнего поля особыми. Следовательно, в этой ситуации, если известна априорная информация, позволяющая однозначно найти точки всех подмножеств $W_p^{(r)}$ ($p = 1, 2, r = 1, 2, 3$), т.е. найти геометрию всех блоков π_n , то обратная задача однозначно разрешима.

Назовем модель III идентифицируемой, если у нас есть априорная информация, позволяющая указать:

- 1) число блоков N в модели;
- 2) какие из особых точек, однозначно находимых по внешнему полю, принадлежат границам Γ_1 и Γ_2 ;
- 3) какие из особых точек, однозначно находимых по внешнему полю, принадлежат подмножествам $W_p^{(r)}$ ($r = 1, 2, 3, p = 1, 2$).

Оказывается, что для каждой идентифицируемой модели III, для которой все $W_p^{(r)}$ не пусты, решение обратной задачи магнитометрии является единственным.

Это позволяет считать, что во многих практических ситуациях в рамках модели III единственность будет все же иметь место.

ПРОБЛЕМА УСТОЙЧИВОСТИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ. ОСНОВНАЯ ИНФОРМАЦИЯ, ИЗВЛЕКАЕМАЯ ИЗ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

1. Выше были приведены некоторые условия, при которых решение обратной задачи для моделей I—III источников магнитного поля является единственным. Однако с точки зрения теории и практики эти условия неэффективны, так как единственность еще не обеспечивает устойчивости. Поясним это тремя примерами.

Из данных наблюдений мы имеем величину $\Delta T_\delta(x)$, которую можно представить в виде суммы полезного сигнала и помехи:

$$\Delta T_\delta(x) = \Delta T(x, 0) + \delta \Delta T(x),$$

где $\Delta T(x, 0)$ — поле модели; $\delta \Delta T(x)$ — помеха (обычно принимаемая как случайная, но которая может содержать и систематические и особенно полусистематические компоненты). Наличие слагаемого $\delta \Delta T(x)$ приводит к тому, что, даже если модель является адекватной и в ее рамках имеется единственность, параметры модели будут найдены с погрешностью. Решение обратной задачи называется устойчивым, если малым помехам $\delta \Delta T(x)$ соответствуют малые ошибки в решении, и неустойчивым, если малым помехам $\delta \Delta T(x)$ соответствуют большие (в принципе — сколь угодно большие) ошибки в решении.

Рассмотрим теперь задачу определения параметра h_1 в модели I и при наличии априорной информации о том, что показатель экспоненциального убывания спектра $F_I^*(\omega)$ равен нулю (т.е. на прямой $z = \text{const} = h_1$ имеются особые точки функции $H^+(s)$). Легко показать, что параметр h_1 при наличии помех определяется неустойчиво.

Действительно, спектр $\delta F_{\Delta T}(\omega)$ помехи $\delta \Delta T(x)$ не существует вовсе (и тогда не существует даже спектр $F_{\Delta T_\delta}(\omega)$ заданного поля) или может убывать при $\omega \rightarrow \infty$ сколь угодно медленно, следовательно, будет иметь место равенство

$$h_1 = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \sup \frac{\ln |F_{\Delta T_\delta}(\omega)|}{|\omega|} = 0.$$

С другой стороны, какими бы ни были значения h_1 и функция $I^+(\xi)$, можно взять любые значения $h_1^* > h_1$, $h_1^* < h_1$ или $h_1^* > h_2$ и

построить в пласте Π^* с параметрами h_1^* и h_2^* такое распределение намагниченности $I_{\delta}^{+,*}(\xi)$, что будет иметь место неравенство

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |H(x) - H_{\delta}^*(x)|^2 dx \leq \delta^2. \quad (55)$$

где $\delta^2 > 0$ — любое наперед заданное число; $H_{\delta}^*(x)$ — поле намагниченности $I_{\delta}^{+,*}(\xi)$ в пласте Π^* . Очевидно, что ситуация $h_1^* < h_1$ всегда реализуется и здесь можно даже брать $\delta^2 = 0$. Поэтому рассмотрим случай $h_1^* > h_1$. Равенство Парсевалля имеет вид

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |H(x) - H_{\delta}^*(x)|^2 dx = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} |F_H^+(\omega) - F_{H_{\delta}^*}^+(\omega)|^2 d\omega. \quad (56)$$

Пусть $\omega_{\Gamma p}(\delta)$ — конечное число, выбранное из условия

$$\frac{1}{2\pi} \int_{\omega_{\Gamma p}(\delta)}^{\infty} |F_H^+(\omega)|^2 d\omega \leq \delta^2. \quad (57)$$

Очевидно, если определить спектр $F_{I_{\delta}^{+,*}}(\omega)$ намагниченности $I_{\delta}^{+,*}(\xi)$ из соотношения

$$F_{I_{\delta}^{+,*}}(\omega) = \begin{cases} \frac{\exp(-h_1 \omega) - \exp(-h_2 \omega)}{\exp(-h_1^* \omega) - \exp(-h_2^* \omega)} F_I^+(\omega), & 0 < \omega \leq \omega_{\Gamma p}, \\ 0, & \omega > \omega_{\Gamma p}, \end{cases} \quad (58)$$

то в соответствии с соотношениями (56) и (57) неравенство (55) будет иметь место.

Итак, задача определения h_1 имеет неустойчивое решение, хотя отсюда не следует делать вывод, что она вообще не решается. Просто для ее решения необходимо использовать специальные (регуляризованные) алгоритмы (см. следующий раздел статьи).

В конце второго раздела статьи было показано, что если априорно известен интервал $[a, b]$ оси Ox , на котором $I(\xi) \equiv 0$, то решение обратной задачи единственно. Покажем, что в этих условиях оно неустойчиво. Для этого достаточно установить, как и выше при рассмотрении задачи определения параметра h_1 , что, каковы бы ни были числа h_1^* и h_2^* , $0 < h_1^* < h_2^*$, найдется такая намагниченность $I^{+,*}(\sigma)$ в пласте Π^* с параметрами h_1^* и h_2^* , что ее поле $H^*(x)$ будет отличаться от поля $H(x)$ пласта Π в метрике $L_2(-\infty, +\infty)$ не более чем на δ^2 , где $\delta^2 > 0$ сколь угодно мало. Но доказательство данного факта осуществляется в точности по той же самой схеме, что и выше — см. формулы (55)–(58).

И, наконец, последним примером является модель III. В этом случае распределение намагниченности в пластах описывается функциями $I = I(\xi)$. Опираясь на результаты второго раздела статьи, нетрудно показать, что существуют различные пласты $\tilde{\Pi}_1$ и $\tilde{\Pi}_2$, для которых обратная задача по внешнему полю $H^+(s)$ однозначно разрешима, но поля которых в метрике $L_2(-\infty, +\infty)$ сколь угодно близки.

2. Возникает вопрос, что же реально можно сделать по внешнему полю в рамках моделей I–III, не привлекая больших объемов априорной ин-

формации (или далеко идущих тектонических гипотез)? Какую именно информацию и какими средствами можно находить с достаточной надежностью?

Модель I. Имея предварительную (достаточно грубую) оценку положения верхней и нижней границ пласта Π , по-видимому, можно определять:

- 1) значение параметра h_1 ;
- 2) плотность эквивалентной поверхностной намагниченности $I_{\text{пов}}^+(\xi) \in K^+L_2(-\infty, +\infty)$ пленки на заданной глубине h , $h > h_1$, и ту же плотность, но в других классах допустимых плотностей;
- 3) намагниченность $I^+(\xi) \in K^+L_2(-\infty, +\infty)$ в априорно заданном пласте $-h_1 \geq z \geq -h_2$, где h_1 — найденное по полю значение; h_2 — априорно заданное значение (и затем — намагниченность в других допустимых классах).

Соотношения, используемые для нахождения указанной информации, приведены во втором разделе статьи; численные алгоритмы кратко описываются в следующем разделе.

Модель III. Также имея предварительную (достаточно грубую) оценку положения верхней и нижней границ пласта $\tilde{\Pi}$, по-видимому, можно определять:

- 1) положение кривой $\tilde{\Gamma}_1$, осредняющей ломаную Γ_1 — верхнюю границу пласта (точнее, осредняющей ломаную, которая соединяет особые точки поля, располагающиеся на Γ_1);
- 2) положение особых точек внешнего поля, располагающихся на верхней границе Γ_1 пласта;
- 3) значение вычетов функции $dH^+(s)/ds$ в особых точках пласта, располагающихся на Γ_1 ;
- 4) плотность эквивалентной поверхностной намагниченности $I_{\text{пов}}^+(\xi) \in K^+L_2(-\infty, +\infty)$ пленки на заданной глубине h (прямая $z = -h$ располагается ниже $\tilde{\Gamma}_1$) и ту же плотность, но в других классах допустимых плотностей;
- 5) точки контактов (на Γ_1), наиболее различных по намагниченности блоков.

Алгоритмы нахождения данной информации кратко обсуждаются в следующем разделе статьи.

Что же касается модели II, то в ее рамках можно извлекать ту же информацию, что и в модели III.

3. Естественно, что привлечение другой априорной информации о распределении намагниченности в моделях I—III позволяет извлекать из данных наблюдений гораздо больший объем информации об источниках магнитного поля. В частности, если в модели I известно, что пласт Π однороден по магнитной восприимчивости, то поле индуктивной намагниченности равно нулю и внешнее поле порождается одной остаточной намагниченностью $I_{\text{ост}}(\xi)$. Если теперь для $I_{\text{ост}}(\xi)$ можно дать достаточно простое параметрическое описание, зависящее от сравнительно малого числа параметров, то можно с успехом решать и обратную задачу в рамках такой параметрической модели. В сущности, с точки зрения

магнитометрии роль гипотезы спрединга и состоит в том, что она позволяет применять сравнительно простое параметрическое описание для намагниченности следующего вида (начало координат выбрано над эпицентром рифта):

$$I(\xi) = A(|\xi|) \exp(i\varphi(|\xi|)),$$

где $|\xi| = \alpha t$; $0 < t < +\infty$;

$$A(|\xi|) = A_k; |\xi_{k-1}| \leq t_k \leq |\xi_k|; \varphi(|\xi|) = \varphi_k;$$

α — неизвестный (подлежащий идентификации по заданному полю) параметр; t_k ($k = 0, 1, 2, \dots$) и φ_k — заданные константы; A_k — неизвестные параметры; t — обращенное время раздвижения коры.

Как показывают расчеты [Vine, Matthews, 1963; Вакье, 1975; Parker, Huestis, 1974], поле данной модели достаточно хорошо согласуется с наблюдаемым полем, однако отсюда не следует делать однозначного заключения о справедливости гипотезы спрединга. Любой другой механизм, приводящий к той же параметрической модели, с точки зрения магнитометрии также будет иметь право на существование.

Аналогичные соображения можно высказать и по поводу интерпретации в рамках модели III. Априорно зная однородность пласта $\bar{\Pi}$ по магнитной восприимчивости, величину этой восприимчивости и (достаточно грубо) геометрию пласта, можно исключить влияние индуктивной намагниченности. Если известно число блоков и их координаты, а также направление намагниченности в каждом блоке, можно ставить и с достаточной надежностью решать задачу нахождения более точной геометрии блоков и величин интенсивности намагниченности. Ясно также, что если можно ввести более простое параметрическое описание геометрии блоков (например, пользуясь той же самой гипотезой спрединга), то тогда решение обратной задачи станет еще устойчивей.

О ПОСТРОЕНИИ АЛГОРИТМОВ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ ИЗ ДАННЫХ ГИДРОМАГНИТНЫХ СЪЕМОК В РАМКАХ КОНЦЕПЦИИ АНАЛИТИЧЕСКОГО ПРОДОЛЖЕНИЯ И ОСОБЫХ ТОЧЕК

1. Материалы предыдущих разделов статьи показывают, сколь широко распространена в моделях I—III эквивалентность, сколь разнообразны порой бывают условия единственности. В конечном итоге, как было подчеркнуто выше, мы всегда имеем дело с сильной неустойчивостью решения обратной задачи, с необходимостью использования весьма больших объемов априорной информации. Что же касается той информации об источниках поля, которую можно находить в моделях I—III без привлечения априорных данных, то это суть информация, получаемая в рамках концепций аналитического продолжения и особых точек. Поэтому использование данной концепции при интерпретации данных гидромагнитных съемок совершенно необходимо, хотя, разумеется, и недостаточно.

Однако хорошо известно, что и задача аналитического продолжения, и задача определения особых точек (и даже задача нахождения расстояния H от оси Ox до ближайшей к ней особенности) являются некорект-

но поставленными [Тихонов, Арсенин, 1974; Иванов, Васин, 1978; Лаврентьев, 1962]. Проблеме построения алгоритмов извлечения информации посвящена масса работ [Андреев, 1947, 1949, 1952, 1954; Маловичко, 1956; Страхов и др., 1971; Тихонов и др., 1968], однако в них не учитываются специфические условия гидромагнитных съемок. Поэтому необходимо заново рассмотреть проблему с учетом следующих специфических условий:

1) отношение $\eta = \Delta x/h_{\min}$ шага Δx задания поля к минимальной глубине залегания источников мало (обычно $\eta \approx 0,1 \div 0,01$);

2) помеху в наблюдаемых значениях поля можно считать случайной, некоррелированной с шагом Δx , имеющей нулевое математическое ожидание и ортогональной к полезному сигналу;

3) в каждой точке наблюдения дисперсия помехи одна и та же, и достаточно узкие пределы ее возможных значений легко определяются из наблюдений.

2. Покажем прежде всего, что в моделях I—III функция $H(s)$ в окрестности начала координат может быть аппроксимирована экспоненциальным полиномом $T_N(s, L)$ вида

$$T_N(s, L) = \sum_{k=1}^N c_k \exp\left(\frac{\pi i s}{L}\right). \quad (59)$$

Действительно, в рамках этих моделей в полуплоскости, верхней по отношению к источникам, функция $H(x)$ представима интегралом Фурье (8) (для моделей I—II это доказано, для модели III это легко доказать исходя из (45)). Так как $F_H^+(\omega) \in L_2(0, \infty)$, то $F_H^+(\omega) \in L_1(0, \infty)$, поэтому функция

$$I'_H(\omega) = \int_0^{\omega} F_H^+(\omega) d\omega$$

определена корректно; она абсолютно непрерывна на любом конечном отрезке. Отсюда

$$H(s) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \exp(i\omega s) dI'_H(\omega). \quad (60)$$

Очевидно, функцию $I'_H(\omega)$ можно аппроксимировать ступенчатой функцией, заменяя ее константой m_k на каждом из интервалов $[k\Delta\omega, (k+1)\Delta\omega]$, $k = 0, 1, \dots, (N-1)$, и на полупрямой $[N\Delta\omega, \infty)$ — константой m_N . Пусть $\Delta m_0 = m_0$, $\Delta m_k = m_{k+1} - m_k$, $k = 1, \dots, N$. Тогда очевидно¹

$$\int_0^{\infty} \exp(i\omega s) dI'_H(\omega) \approx \sum_{k=0}^N \Delta m_k \exp(ik\Delta\omega s).$$

Полагая $\Delta m_k/\pi = c_k$, $\Delta\omega = \pi/L$, получаем для $H(s)$ приближенное представление экспоненциальным полиномом вида (59), из которого видно, что чем меньше $|s|$, тем точнее аппроксимация. Аналогичная аппроксимация имеет место и для $H_e(s) = \lambda H(s)$, $\lambda = \text{const}$, поэтому в даль

¹ При вычислении интеграла мы пользуемся формулой $dI'_H(\omega) = \sum_{k=0}^N \Delta m_k \delta(\omega - k\Delta\omega)$, где $\delta(\omega)$ — дельта-функция Дирака.

нейшем $T_N(s, L)$ будем рассматривать как экспоненциальный полином, аппроксимирующий $H_e(s) = \Delta T(x, z) + i\Delta Q(x, z)$.

На оси Ox , исходя из того, что

$$c_k = a_k - b_k,$$

находим соответствующие аппроксимации для $\Delta T(x, 0)$, $\Delta Q(x, 0)$, точность которых максимальна в окрестности начала координат:

$$\Delta T(x, 0) \approx a_0 + \sum_{k=1}^N \left(a_k \cos \frac{\pi k x}{L} + b_k \sin \frac{\pi k x}{L} \right),$$

$$\Delta Q(x, 0) \approx -b_0 + \sum_{k=1}^N \left(a_k \sin \frac{\pi k x}{L} - b_k \cos \frac{\pi k x}{L} \right).$$

Коэффициенты a_0 и b_0 должны быть близки к нулю (по крайней мере при правильном выборе L), так как $c_0 = m_0 \approx F_H^+(0) = 0$ в соответствии с (60).

Как обычно, за коэффициенты $a_0, a_k, b_k, k = 1(1)N$ можно взять коэффициенты разложения Фурье функции $\Delta T(x, 0)$ на интервале $-L \leq x \leq +L$:

$$a_0 = \frac{1}{2L} \int_{-L}^{+L} \Delta T(x, 0) dx,$$

$$a_k = \frac{1}{L} \int_{-L}^{+L} \Delta T(x, 0) \cos \frac{k\pi x}{L} dx, \quad b_k = \frac{1}{L} \int_{-L}^{+L} \Delta T(x, 0) \sin \frac{k\pi x}{L} dx.$$

Вопрос о выборе оптимальных значений L и N является центральным для всех дальнейших алгоритмов, рассматриваемых в настоящем разделе статьи. Выбор L осуществляется из условия достаточной малости коэффициента a_0

$$|a_0| \leq \rho (\max_x \Delta T(x, 0) - \min_x \Delta T(x, 0)).$$

Опыт показывает, что достаточно взять $\rho \approx 0,01$.

В случае, если величина δ стандарта помехи $\delta \Delta T(x)$ в наблюдаемых значениях $\Delta T_\delta(x)$ поля известна, число N удерживаемых членов ряда может быть найдено по принципу невязки:

$$\left| \int_{-L}^L |\Delta T_\delta(x, 0)|^2 dx - L \sum_{k=0}^N (a_{k,\delta}^2 + b_{k,\delta}^2) - \delta^2 \right| = \min_N.$$

Если же величина δ неизвестна, а помеха $\delta \Delta T(x)$ удовлетворяет следующим требованиям:

- ее значения на отрезке $-L \leq x \leq L$ — значения одной и той же случайной величины с нулевым математическим ожиданием и дисперсией δ^2 ;
- она имеет радиус корреляции Δx

$$R_a(x) = \frac{\int_{-L}^{+L} \delta \Delta T(\xi + \Delta x) \delta \Delta T(\xi) d\xi}{\int_{-L}^L (\delta \Delta T(\xi))^2 d\xi} = 0, \quad x \geq \Delta x,$$

то может быть использован следующий прием определения величины δ^2 [Страхов, Валяшко, 1977а,б; Страхов, Валяшко, 1976а; Страхов, 1977].

Зададимся интервалом $\delta_- \leq \delta \leq \delta_+$ допустимых значений δ . Для каждого δ' из этого интервала определим сглаженное представление $\Delta \tilde{T}_\delta(x)$ поля $\Delta T_\delta(x, 0)$ по соотношению

$$\Delta \tilde{T}_\delta(x) = \sum_{k=0}^{N(\delta')} a_{k,\delta} \cos \frac{k\pi x}{L} + b_{k,\delta} \sin \frac{k\pi x}{L},$$

где $N(\delta')$ найдено по принципу невязки при $\delta = \delta'$. После этого вычислим функционал

$$R_a(\Delta T_\delta - \Delta \tilde{T}_\delta, \Delta x) = \int_{-L}^L [\Delta T_\delta(\xi + \Delta x) - \Delta \tilde{T}_\delta(\xi + \Delta x)] [\Delta T_\delta(\xi) - \Delta \tilde{T}_\delta(\xi)] d\xi / \int_{-L}^L [\Delta T_\delta(\xi) - \Delta \tilde{T}_\delta(\xi)]^2 d\xi.$$

Неизвестное значение δ^{-L} найдем из условия

$$R_a(\Delta T_\delta - \Delta \tilde{T}_\delta, \Delta x) = \min_{\delta'}.$$

3. После того как аппроксимация поля $H_e(s)$ в окрестности начала координат экспоненциальным полиномом $T_N(s, L)$ построена, она может быть использована для нахождения значений поля, его производных, потенциала и некоторых других величин на оси Oz . Ниже приводятся наиболее важные расчетные формулы:

$$\Delta T(0, z) \approx \sum_{k=0}^N a_k \exp\left(-\frac{k\pi z}{L}\right) \Delta Q(0, z) \approx -\sum_{k=1}^N b_k \exp\left(-\frac{k\pi z}{L}\right), \quad (61)$$

$$\operatorname{Re} U_e(iz) \approx \frac{L}{\pi} \sum_{k=1}^N \frac{b_k}{k} \exp\left(-\frac{k\pi z}{L}\right), \quad (62)$$

$$\operatorname{Im} U_e(iz) \approx \frac{L}{\pi} \sum_{k=1}^N \frac{a_k}{k} \exp\left(-\frac{k\pi z}{L}\right),$$

$$\frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial x} \approx \frac{\pi}{L} \sum_{k=1}^N k b_k \exp\left(-\frac{k\pi z}{L}\right), \quad (63)$$

$$\frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial z} \approx -\frac{\pi}{L} \sum_{k=1}^N k Q_k \exp\left(-\frac{k\pi z}{L}\right),$$

$$\frac{\partial^2 \Delta T(0, z)}{\partial x \partial z} \approx -\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \sum_{k=1}^N k^2 b_k \exp\left(-\frac{k\pi z}{L}\right), \quad (64)$$

$$\frac{\partial^2 \Delta T(0, z)}{\partial z^2} \approx \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \sum_{k=1}^N k^2 a_k \exp\left(-\frac{k\pi z}{L}\right).$$

При вычислении значений любых функционалов на указанных функциях мы должны подставлять соответствующие приближенные значения по

(61) – (64). Кроме того, в точках оси Oz могут быть синтезированы значения функций ($c_k = a_k - ib_k$)

$$S_N(z) = \left[\sum_{k=1}^N |c_k| \exp\left(-\frac{k\pi z}{L}\right) \right]^2 / \sum_{k=1}^N |c_k|^2 \exp\left(-\frac{2k\pi z}{L}\right) =$$

$$= \left[\sum_{k=0}^{N-1} |c_{N-k}| \exp\left(\frac{k\pi z}{L}\right) \right]^2 / \sum_{k=0}^{N-1} |c_{N-k}|^2 \exp\left(\frac{2k\pi z}{L}\right), \quad (65)$$

$$\operatorname{Re} W(iz) = \operatorname{Re} \frac{H_e''(iz)}{H_e'(iz)} = \left[\frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial z} \frac{\partial^2 \Delta T(0, z)}{\partial x \partial z} - \frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial x} \frac{\partial^2 \Delta T(0, z)}{\partial z^2} \right] / \left[\left(\frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial z} \right)^2 \right],$$

$$\operatorname{Im} W(iz) = \operatorname{Im} \frac{H_e''(iz)}{H_e'(iz)} = - \left[\frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial z} \frac{\partial^2 \Delta T(0, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial x} \frac{\partial^2 \Delta T(0, z)}{\partial x \partial z} \right] / \left[\left(\frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta T(0, z)}{\partial z} \right)^2 \right].$$

Необходимость вычисления функций $S_N(x, z)$, $\operatorname{Re} W(iz)$ и $\operatorname{Im} W(iz)$ будет обоснована несколько ниже. Сейчас же заметим, что с их помощью решается задача определения параметра h_1 в рамках модели I и осредняющей кривой $\tilde{\Gamma}_1$ (см. подраздел 2 предыдущего раздела) в модели III (по функции $S_N(x, z)$) и координат особых точек на Γ_1 в модели III (по функциям $\operatorname{Re} W(iz)$ и $\operatorname{Im} W(iz)$).

Совершенно очевидно, что, осуществляя перенос начала координат на отрезки длиной Δx , можно осуществить нахождение всех указанных величин на серии равноотстоящих (на величину Δx) вертикальных прямых и, таким образом, найти распределение этих величин в плоскости xOz . Хотя на первый взгляд кажется, что такой подход к нахождению пространственного распределения необходимых функций очень трудоемок (при изменении положения начала необходимо строить аппроксимацию заново), на самом деле он оказывается весьма эффективным в связи с возможностью использования экономичных численных методов так называемого скользящего анализа Фурье [Страхов, Валяшко, 19766], при котором построение аппроксимации на каждом из сдвинутых интервалов длины $2L$ основывается на аппроксимации, уже осуществленной на предыдущем интервале.

4. Расчеты пространственного распределения функций $\Delta T(x, z)$, $\Delta Q(x, z)$ и их первых производных позволяют осуществить приближенную локализацию точек контактов отдельных блоков и выделить блоки с резко повышенной или резко пониженной намагниченностью, грубо очертить области повышения и понижения верхней границы магнитоактивного слоя. Обычно вся подобная информация извлекается на качественном уровне. Более строгие, количественные, оценки получаются по функциям $S_N(x, z)$ и $W(s) = H_e''(s)/H_e'(s)$.

Наряду с функцией $H(s)$ будем рассматривать функцию

$$h(s) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |F_H^+(\omega)| e^{i\omega s} d\omega.$$

Эта функция аналитична в той же самой полуплоскости $z > -H$, что и функция $H(s)$. Кроме того, как показано в работе [Страхов, 1970], она имеет особую точку (причем самую сильную из числа ее особенностей на прямой $z = -H$) с координатами $(0, -H)$. Для нахождения этой особой точки можно использовать теорию, развитую в работах [Страхов, 1971, 1972], т.е. определять координату $z = -H$ особой точки на прямой $z = 0$ функции $h(s)$ как координаты локального максимума функции

$$\tilde{S}_\lambda(x, z) = L \int_0^\lambda |F_H^+(\omega)| e^{i\omega s} d\omega / \int_0^\lambda |F_H^+(\omega)|^2 e^{-2\omega z} d\omega.$$

Заметим теперь, что:

а) поскольку максимум $\tilde{S}_\lambda(x, z)$ достигается при $x=0$, то достаточно находить значения $\tilde{S}_\lambda(0, z)$;

б) использование аппроксимации $H_e(s)$ в окрестности начала координат экспоненциальным полиномом приводит к замене $\tilde{S}_\lambda(0, z)$ функцией $S_N(z)$ (65);

в) в качестве оптимального значения N следует использовать то, которое было выбрано при аппроксимации.

Итак, при фиксированном положении начала координат величина

$$\tilde{H} = \arg \max_z S_N(z)$$

дает оценку расстояния от оси Ox до ближайшей к ней особой точки поля. Осуществляя перенос начала координат с помощью указанной процедуры, находим кривую $z = \tilde{H}(x)$, дающую сглаженное описание расположения особых точек на верхней границе магнитоактивного слоя. Результаты расчетов на модельных и практических примерах, приведенные в статье Валяшко (см. наст. сборник, с. 60) подтверждают положения теории. Рассмотрим теперь вопрос об использовании функции $W(s)$. В отличие от функции $S_N(z)$, которая основывается на предположении о том, что источники поля неплохо описываются моделью I, функция $W(s)$ применима к случаю, когда адекватной является модель III. В модели III имеем общее представление $H_e'(s)$ в виде

$$H_e'(s) = \sum_{k=1}^Q A_k / (\sigma_k - s).$$

Пользуясь известными теоремами теории мероморфных функций, находим для $W(s)$ выражение

$$\begin{aligned} W(s) &= \frac{H_e''(s)}{H_e'(s)} = \sum_{k=1}^Q \frac{A_k}{(\sigma_k - s)^2} \bigg/ \sum_{k=1}^Q \frac{A_k}{(\sigma_k - s)} = \\ &= \sum_{k=1}^Q \frac{1}{\sigma_k - s} - \sum_{q=1}^R \frac{1}{\sigma_q^* - s}, \end{aligned}$$

и, в которых $H_e'(s)$ обращается в нуль.

Очевидно, в окрестности точек σ_k для $\operatorname{Re} W(s)$ и $\operatorname{Im} W(s)$ имеем представления

$$\operatorname{Re} W(s) = \frac{\xi_k - x}{(\xi_k - x)^2 + (\zeta_k - z)^2} + \varphi(x, z),$$

$$\operatorname{Im} W(s) = -\frac{(\zeta_k - z)}{(\xi_k - x)^2 + (\zeta_k - z)^2} + \psi(x, z),$$

где $\varphi(x, z)$ и $\psi(x, z)$ — функции, гармонические в этой окрестности. Кроме того, в данной окрестности

$$|W(s)| = \frac{1}{|\sigma_k - s|} + O(1).$$

Отсюда прямо следует методика приближенного определения особых точек намагниченного пласта $\tilde{\Pi}$, располагающихся на его верхней границе Γ_1 . Пусть Γ_0 — бесконечная кривая, располагающаяся целиком выше Γ_1 , но достаточно близко к ней: расстояния от особых точек $H(s)$, располагающихся на Γ_1 , до Γ_0 существенно меньше, чем расстояния между этими особыми точками. Допустим, что по заданному на оси Ox полю $\Delta T_\delta(x)$ мы нашли (разумеется, приближенно) функции $\operatorname{Im} W(s)$ и $|W(s)|$ на Γ_0 . Тогда координаты особых точек найдутся из выражений

$$\xi_k \approx \arg \max \operatorname{Im} W(\xi + i\zeta)$$

(имеются в виду локальные положительные максимумы),

$$\zeta_k \approx z - \frac{1}{|W(\xi_k + iz)|}.$$

Главные трудности в практической реализации данного приема определения координат особых точек следующие: а) необходимо задать кривую Γ_0 , обладающую требуемыми свойствами; б) необходимо обеспечить достаточно высокую точность нахождения функции $W(s)$. Однако, как показано Валяшко (наст. сборник, с. 60), обе эти трудности оказываются преодолимыми.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретический анализ, проведенный в статье, позволяет сделать три основных вывода.

1. Обратные задачи магнитометрии в рамках математических моделей источников, естественных для гидромагнитных съемок в океане, исключительно неоднозначны и неустойчивы. Физическая природа этой неоднозначности — векторный характер источников и бесконечность их носителя, разделяющего свободную от источников часть пространства на две непересекающиеся компоненты.

2. Для извлечения информации об источниках поля из данных гидромагнитных наблюдений прежде всего следует использовать концепции

аналитического продолжения и особых точек. Алгоритмы, конструируемые в рамках этих концепций, позволяют достаточно полно изучить строение верхней части магнитоактивного слоя и построить некоторые эквивалентные решения обратной задачи.

3. Для получения более полных и геологически содержательных решений необходимо привлекать гипотезы, позволяющие сузить общие модели источников типа I—III до параметрических — с достаточно малым числом параметров, подлежащих определению по внешнему полю. В настоящее время известна только одна гипотеза такого рода — гипотеза спрединга; следует вести поиск других гипотез, позволяющих параметризовать модели источников.

ЛИТЕРАТУРА

- Андреев Б.А.* Расчеты пространственного распределения потенциальных полей и их использование в разведочной геофизике. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1947, № 1, с. 8—16; 1949, № 3, с. 43—50; 1952, № 2, с. 1—18; 1954, № 1, с. 30—39.
- Вахье В.* Геомagnetизм в морской геологии. Л.: Недра, 1976. 192 с.
- Винер Н., Пэли Р.* Преобразования Фурье в комплексной области. М.: Наука, 1965. 328 с.
- Зигмунд А.* Тригонометрические ряды. М.: Мир, 1965. 280 с.
- Иванов В.К.* О распределении особенностей потенциала. — УМН. Нов. сер., 1956а, вып. 5 (71), с. 38—47.
- Иванов В.К.* Распределение особенностей потенциала и пространственный аналог теоремы Пома. — Мат. сб., 1956б, 40, № 3, с. 17—25.
- Иванов В.К., Васин В.В.* Теория линейных некорректных задач и ее приложения. М.: Наука, 1978. 125 с.
- Лаврентьев М.М.* О некорректных задачах математической физики. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1962. 286 с.
- Маловичко А.К.* Методы аналитического продолжения аномалий силы тяжести и их приложение к задачам гравиразведки. М; Л: Гостоптехиздат, 1956. 280 с.
- Страхов В.Н.* Об определении особых точек потенциальных полей на основе нелинейных преобразований. — Геофиз. сб., 1970, вып. 35, с. 71—90.
- Страхов В.Н.* Определение особых точек двумерных потенциальных полей на основе аппроксимации целыми аналитическими функциями экспоненциального типа конечной степени. — Прикл. геофиз., 1971, вып. 64, с. 33—54.
- Страхов В.Н.* Методы определения особых точек потенциальных полей на основе аппроксимации целыми функциями конечной степени. — Прикл. геофиз., 1972, вып. 65, с. 24—40.
- Страхов В.Н.* К теории фильтрации и трансформирования потенциальных полей при наличии априорной информации о помехах во входных данных. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1977, № 3, с. 24—45.
- Страхов В.Н.* Об общих решениях обратных задач гравиметрии и магнитометрии. — Изв. вузов. Геслогия и разведка, 1978, № 4, с. 13—27.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* О проблеме выбора параметра регуляризации при решении линейных некорректных задач. — ДАН СССР, 1976а, 228, № 1, с. 128—132.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* Об одном методе обработки данных гидромагнитных съемок. — В кн.: Магнитные аномалии земных глубин. Киев: Наукова думка, 1976б, с. 210—226.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* Об эффективности алгоритмов фильтрации, построенных с учетом априорной информации о свойствах помех во входных данных. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1977а, № 6, с. 38—52.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* Методика оперативной интерпретации данных гидромагнитных съемок в океане. — ДАН СССР, 1977б, 235, № 1, с. 67—71.

- Страхов В.Н., Лапина М.И. О неоднозначности решения обратной задачи магнитометрии. — В кн.: Аномалии земных глубин. Киев: Наукова думка, 1976.
- Страхов В.Н., Лапина М.И., Жаворонкин И.А. Современная методика интерпретации магнитных и гравитационных аномалий типа КМА. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1971, № 3, с. 40—54.
- Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. 237 с.
- Тихонов А.Н., Гласко В.Б., Литвиненко О.К., Мелихов В.Р. О продолжении потенциала в сторону возмущающих масс на основе метода регуляризации. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1968, № 12, с. 34—48.
- Уттекер Э., Ватсон Дж. Курс современного анализа. М.: Физматгиз, 1963. Ч. II. 343 с.
- Atwater T.M., Mudie J.D. Detailed near-bottom geophysical study of the Gorda Rise. — J. Geophys. Res., 1973, 78, p. 8665—8686.
- Macdonald K.C. Near-bottom magnetic anomalies, asymmetric spreading, oblique spreading and tectonics of the Mid-Atlantic ridge near lat. 37°N. — Bull. Geol. Soc. Amer., 1977, 88, N 4, p. 191—210.
- Parker R.L., Huestis X. The inversion of magnetic anomalies in the presence of topography. — J. Geophys. Res., 1974, 79, p. 1587—1593.
- Vine F.A., Matthews D.H. Magnetic anomalies over oceanic ridges. — Nature, 1963, 199, N 947, p. 2130—2137.

УДК 550.838

Г.М. Валяшко

МЕТОДИКА ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ МАГНИТНЫХ СЪЕМОК В ОКЕАНЕ

ВВЕДЕНИЕ

Существенный вклад в формирование представлений о происхождении и развитии океанической коры внесли геомагнитные исследования Мирового океана.

Несмотря на большой объем морских геомагнитных работ, выполняемых в настоящее время учеными разных стран, методов интерпретаций результатов таких съемок очень мало. Практически единственным и наиболее распространенным способом является метод подбора, применяемый в рамках существующей гипотезы спрединга и принятой шкалы инверсий главного геомагнитного поля. Такая диспропорция, обилие фактического материала, с одной стороны, и отсутствие необходимого арсенала эффективных методик интерпретаций — с другой, объясняется сложностью и разнообразием регистрируемых магнитных полей и весьма приближенными представлениями о строении магнитоактивного слоя в океане. Применение метода подбора в рамках существующих представлений о блоковом строении магнитоактивного слоя позволило быстро и целенаправленно обработать и обобщить фактический материал, идентифицировать мировую систему линейных магнитных аномалий. Но на современном этапе исследований, особенно при анализе результатов детальных съемок, например для бурения в океане, проявляется ограниченность принятого подхода к интерпретации гидромагнитных данных

прежде всего в том, что его основу составляет существующая модель строения изучаемой среды, которая может отражать лишь самые общие черты строения. Поэтому разработка методики интерпретации результатов гидромагнитных съемок, позволяющей получать количественные и качественные оценки, выявлять новые сведения о структуре поля и строении магнитоактивного слоя в океане, является, несомненно, важным и актуальным вопросом. Прежде всего такая методика интерпретации должна базироваться на решении обратной задачи магнитометрии и на принципиально другом подходе к фактическому материалу. Метод ее решения должен опираться на реально существующую модель наблюдаемого поля в форме аддитивной суммы полезного сигнала и осложняющей его случайной помехи, а не на использование далеко идущих гипотез о строении изучаемой среды.

Но создание специализированной методики интерпретации осложняется тем, что обратная задача магнитометрии относится к классу некорректных задач геофизики. В этой связи круг вопросов, требующих рассмотрения, значительно расширяется и принципиально важное значение приобретают следующие из них: а) фильтрация высокочастотных помех; б) решение собственно обратной задачи по оптимально отфильтрованным полям; в) разработка комплекса трансформант наблюдаемого поля для обнаружения, картирования источников и выявления структуры полей; г) формализация процедур фильтрации и трансформирования.

Специализированная методика интерпретации базируется в основном на теоретических разработках В.Н. Страхова, важнейшими из которых являются [Страхов, 1956, 1960, 1966, 1967, 1969, 1970–1972, 1974–1977а], и представляет собой результат многоплановых совместных с В.Н. Страховым исследований [Страхов, Валяшко, 1976а,г; 1977а, б; Валяшко, Страхов, 1977], направленных на создание практически эффективной, формализованной методики интерпретации результатов гидромагнитных съемок на ЭВМ, которую можно оперативно применять в вычислительном центре научно-исследовательского судна, проводящего геофизическую съемку.

Настоящая и последующая статьи этой книги являются достаточно полным изложением основных достигнутых результатов. Эта статья посвящена конструированию методики интерпретации морских магнитных съемок.

АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ СЪЕМКИ, МЕТОДОВ ИНТЕРПРЕТАЦИИ И СПЕЦИФИКА ГЕОМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ОКЕАНЕ

1. Для гидромагнитных съемок в настоящее время применяются протонные и квантовые магнитометры, обладающие инструментальной точностью 1–3 нТл (см. наст. сборник, статью И.И. Беляева). Но при проведении таких съемок возникают как систематические, так и нестационарные погрешности, которые необходимо учитывать при анализе результатов. Обычно суммарная погрешность δ_{Σ} гидромагнитной съемки представляется в виде суммы ряда независимых ошибок, а именно: δ_M — методические погрешности съемки; $\delta_{\text{вар}}$ — неучтенные ошибки вариации; $\delta_{\text{пр}}$ — ошибки привязки к географическим координатам; δ_a — аппаратные погрешности, складывающиеся из двух основных: $\delta_a = ({}^{(1)}\delta_a^2 + {}^{(2)}\delta_a^2)^{1/2}$, где $({}^{(1)}\delta_a$ — неустраняемые погрешности датчиков и измери-

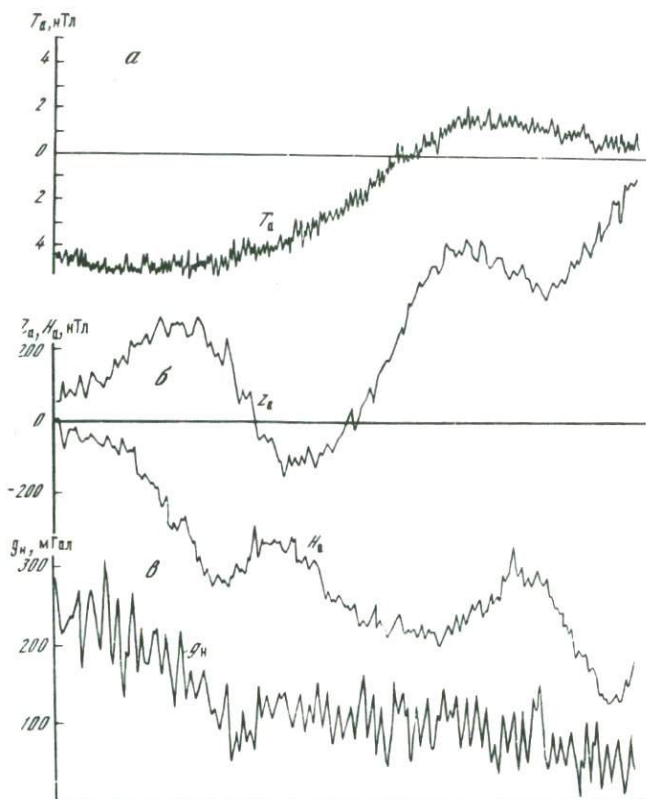
тельных блоков магнитометра: $(^{(1)})\delta_a$ — нестационарные аппаратные погрешности, возникающие из-за наличия электрических помех на судах.

При съемках в высоких широтах и в окрестности магнитного экватора ошибки $\delta_{\text{вар}}$ могут преобладать над другими и достигать нескольких сотен нТл (в окрестности экватора — до 150 нТл). Но в средних широтах основную погрешность в суммарную ошибку δ_{Σ} вносят ошибки $\delta_{\text{пр}}$. Вопрос о влиянии $\delta_{\text{пр}}$ на δ_{Σ} был изучен Волчковым [1973]. Им было показано, что для проведения гидромагнитной съемки с $\delta_{\Sigma} \approx 2$ нТл в относительно гладком поле при $\text{grad } T = 100$ нТл/км требуется определять координаты с ошибкой 5–6 м, а такую точность могут обеспечить лишь специальные геодезические системы. Следовательно, при проведении площадных гидромагнитных съемок даже при очень точном учете погрешностей $\delta_{\text{вар}}$ точность съемки δ_{Σ} в основном будет определяться величиной $\delta_{\text{пр}}$ и будет на порядок хуже аппаратной погрешности современных магнитометров. Кроме того, измерения распределены по площади крайне неравномерно: с очень высокой плотностью по профилям при расстоянии между профилями в 10–20 раз больше шага съемки вдоль профиля. На наш взгляд, наиболее разумным в такой ситуации представляется решение интерпретационных задач в рамках двухмерной модели, т.е. по профилям.

В этом случае для формального решения полагаем $\delta_{\text{пр}} = 0$ и рассматриваем съемочный профиль по вертикали, например измеренные значения магнитного поля и соответствующие им глубины дна. Это соответствие выполняется практически точно. Методическими погрешностями съемки также можно пренебречь, полагая $\delta_m = 0$, так как для морских работ они очень малы. При интерпретации результатов съемок, выполненных в средних широтах, где амплитуды вариаций не превышают 20–35 нТл, в первом приближении можно принять, что ход вариаций близок к линейному на каждом конечном обрабатываемом участке профиля, и выбором метода решения (не зависящего от линейного фона) это затруднение легко обойти. Во всех остальных случаях ход вариаций должен быть учтен. Таким образом, для решения двухмерной задачи принимаем, что $\delta_{\Sigma} \approx \approx (^{(1)}\delta_a^2 + (^{(2)})\delta_a^2)^{1/2}$. Погрешность $(^{(2)})\delta_a$ может быть устранена из наблюдений путем специальной обработки [Валяшко, 1975а,б]. Тогда величина δ_{Σ} будет эквивалентна величине неустранимой аппаратной погрешности $(^{(1)})\delta_a$, т.е. $\delta_{\Sigma} \approx (^{(1)})\delta_a$. В дальнейшем величину δ_{Σ} будем обозначать как $\delta(x)$ или $\delta f(x)$, а ее стандарт как $\sigma(x)$.

2. Проанализируем первичные записи морских магнитометров. Накопленные данные о спектральных характеристиках аномальных полей показывают [Гладкий, 1967], что спектр полезного сигнала, состоящий обычно из региональной и локальной компонент, и спектр инструментальной помехи резко отличаются. Также отмечается, что инструментальные помехи обычно обладают спектром с повышенным содержанием высокой частоты по сравнению со спектром полезного сигнала.

В самом деле, внимательное рассмотрение первичных записей современных магнитометров, регистрирующих приращение модуля напряженности магнитного поля Земли (T -магнитометры), показывает, что помеха характеризуется существенно более высокой частотой, чем полезный сигнал. Такая же ситуация наблюдается в первичных записях морских компонентных магнитометров и записях морских гравиметров, отличающихся только тем, что отношение полезный сигнал/помеха в 10–



Р и с. 1. Примеры первичных записей современных приборов, используемых для проведения морских геофизических съемок

а — T -магнитометр; б — компонентный магнитометр; в — гравиметр АМГ-4

50 раз меньше, чем у T -магнитометров. Для иллюстрации этого на рис. 1 приведены примеры первичных записей отечественных приборов: компонентного магнитометра КМ-3, морского гравиметра АМГ-4 и T -магнитометра. Учитывая, что измерения на море проводятся в среднем на высоте 3–5 км над возможным источником аномалий, считаем, что помеха не имеет геологической природы и представляет случайный высокочастотный процесс. В такой ситуации правомерно предположение о существовании следующего свойства помехи по отношению к полезному сигналу — помеха и полезный сигнал ортогональны.

Таким образом, проведенный анализ данных о точности съемок и первичных записей современных магнитометров позволяет сделать вывод о правомочности структурной модели наблюдаемого магнитного поля $f_{\delta}(x) = f(x) + \delta f(x)$, отвечающей реальным измерениям в форме аддитивной суммы полезного сигнала $f(x)$ и помехи $\delta f(x)$, обладающими следующими свойствами: 1) помеха является высокочастотной, случайной и обладающей нулевым математическим ожиданием; 2) помеха некоррелирована с шагом измерений; 3) помеха и полезный сигнал ортогональны; 4) полезный сигнал характеризуется существенно более

низкой частотой, чем помеха и обладает свойством гладкости; 5) полагаем, что исходная информация такова, что мы можем хотя бы достаточно грубо указать интервал (σ_+ , σ_-) возможных значений величины помехи, присутствующий в наблюдениях.

Очевидно, что перечисленные выше свойства помехи и полезного сигнала являются весьма общими, однако их целесообразно использовать при конструировании методики интерпретации результатов гидромагнитных съемок.

3. Гипотеза спрединга и предложенная Вайном и Метьюзом [Vine, Matthews, 1963] модель магнитоактивного слоя в океанах дала толчок развитию методов прямого моделирования магнитного поля, позволяющих связать наблюдаемые аномалии с возрастом дна океана. Моделирование осуществляется методом подбора (обычно методом проб и ошибок) в рамках решения двухмерной прямой задачи магнитометрии и существующей блоковой модели магнито-активного слоя [Talwani, Heirtzler, 1964]. Для районов, где направление спрединга было меридиональным, разработан способ [McKenzie, Sclatez, 1971], позволяющий учитывать разницу по широте и азимуту простираения линейных аномалий в интервале времени между их образованием и временем наблюдения.

В последнее время для таких расчетов применяются более технологичные методы, использующие спектральные представления и основанные на преобразованиях Фурье, в частности на методе быстрого преобразования Фурье [Schouten, McCamy, 1972; Parker, 1973]. Кроме того, разработаны методы [Schouten, McCamy, 1972; Parker, Huestis, 1974], базирующиеся на решении двухмерной обратной задачи магнитометрии, которые позволяют по наблюденному полю восстановить значения намагниченности в магнитоактивном слое при следующих ограничениях: известной геометрии и постоянной мощности слоя, параллельности вектора намагничивания в слое направлению дипольного поля Земли, отсутствию вертикальной вариации в намагниченности и др. Эти методы эффективны особенно при обработке результатов придонных съемок. Но применение их к обработке наблюденных на уровне моря полей, на наш взгляд, мало чем отличается от традиционного способа в связи с удаленностью поверхности наблюдений от источников.

Теоретический анализ неустойчивости решения обратной задачи магнитометрии применительно к океанам в рамках существующей полосовой модели указывает на существенную неоднозначность такого рода расчетов [Страхов, 1976]¹. Специальных методических разработок, не использующих далеко идущих гипотез о среде, для интерпретации результатов морских магнитных съемок в рамках решения обратной задачи нет.

Благодаря разработке общей теории приближенного решения некорректных задач математической физики [Тихонов, 1963 а, б, 1964; Тихонов, Арсенин, 1974] и практическому применению геофизиками этой теории появился опыт применения метода аналитического продолжения потенциальных полей в сторону возмущающих масс при обработке данных гидромагнитных съемок [Мелихов и др., 1971; Страхов и др., 1974], указывающий на перспективность использования этого метода по двум причинам: возможность обработки сложных полей и изучения поля вблизи источников. Действительно, перечислим лишь некоторые полученные

¹ См. наст. сборник, статью В.Н. Страхова.

с помощью этого метода важные результаты, приведенные в работе [Стархов и др., 1974]: а) установлен интерференционный характер поля; б) показано, что фактор глубин до источников определяет главным образом морфологию поля; в) установлено существование тонкой структуры поля и т.д. Эти результаты в целом совпадают с данными придонных съемок [Spiess, Mudie, 1970].

4. Перечисленные методики продолжения не лишены ряда недостатков, которые большей частью связаны с неполным учетом специфических особенностей магнитных полей, регистрируемых в океане. Прежде чем перейти к постановке задачи, сформулируем эти особенности и будем учитывать их при конструировании специальной методики интерпретации.

Специфика гидромагнитной съемки: 1) профильный характер наблюдений при очень детальных наблюдениях вдоль профиля (полигонные съемки также носят профильный характер); 2) высокая точность наблюдений вдоль профиля; 3) случайная компонента, присутствующая в наблюдениях, является высокочастотной, не коррелируемой с шагом измерений и не имеет геологической природы; 4) значительная длина профилей и, следовательно, большой объем информации; 5) попутно с гидромагнитной съемкой обычно проводятся батиметрические и сейсмоакустические работы (непрерывное сейсмическое профилирование, НСП), результаты которых необходимо использовать при интерпретации данных.

Специфика регистрируемых полей: 1) регистрируемые поля являются сложными (степень разрешенности аномалий в целом зависит от глубины до источников и в первом приближении определяется рельефом дна океана — она максимальна в районах срединных хребтов и минимальна в районах глубоководных котловин и желобов); 2) в плане регистрируемые аномалии обычно линейны; 3) магнитное поле имеет интерференционный характер (даже регулярное поведение поля является суммарным эффектом от значительного числа удаленных от поверхности наблюдений источников); 4) рельеф магнитоактивного слоя достаточно сложный: углы наклона его кровли (в тех участках, где он выходит на поверхность дна) составляют в среднем $15-25^\circ$.

Специфика задач, решаемых с помощью гидромагнитных съемок: 1) районирование поля, т.е. выделение участков с примерно одинаковым характером поля и, по-видимому, с примерно одинаковым распределением источников; 2) трассирование линейных аномалий и выделение отдельных интерферирующих компонент крупных аномалий, или, другими словами, задача изучения тонкой структуры поля и источников; 3) картирование кровли магнитоактивного слоя и определение рельефа его поверхности; 4) задача определения природы локальных магнитных аномалий. Указанные выше особенности методики съемки, а также регистрируемых полей и решаемых задач определяют общие требования к построению рациональной методики интерпретации данных гидромагнитных съемок на ЭВМ в рамках решения обратной задачи магнитометрии.

При построении данной методики является важнейшим требование объективности. Метод интерпретации должен основываться на реальной модели наблюдаемого поля в форме аддитивной суммы полезного сигнала и некоррелированной помехи. Поэтому ядро метода должен составлять формализованный комплекс процедур трансформирования, обеспечивающий полноту анализа наблюдаемого поля. В этом комплексе одним из

основных должен быть метод аналитического продолжения поля на уровне, близкие к поверхности магнитоактивного слоя, имеющего сложный рельеф. Все методы трансформирования должны строиться с учетом известного уровня помех, присутствующих в наблюдаемых значениях. Учитывая профильный характер и данные о точности съемок, методика лишь по необходимости должна базироваться на решении двухмерной задачи. Методика интерпретации должна быть гибкой и учитывать следующие факторы: специфику регистрируемых полей, априорную информацию, трехмерность реальных полей при идеализации плоской задачи.

Таким образом, принципиально важным становится решение следующих проблем: конструирования методов и вычислительных процедур трансформирования оптимально отфильтрованных значений наблюдаемых полей, оптимальной по отношению к входным данным фильтрации и методов определения всегда неизвестного на практике уровня помех во входных данных.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА ЛИНЕЙНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ НАБЛЮДЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

1. При конструировании методики трансформирования двумерных потенциальных полей применяется теория и математический аппарат комплексных аналитических и гармонических функций. Слабость амплитуд морских магнитных аномалий позволяет использовать эффективную комплексную напряженность магнитного поля $H_e(S) = \Delta T(x, z) + i\Delta Q(x, z)$, где $\Delta T(x, z)$ — поле источников в коре; $\Delta Q(x, z)$ — сопряженная гармоническая функция. Функцию $H_e(S)$ можно трактовать как функцию, аналитическую во внешности источников.

2. Выберем систему координат — ось Ox вправо, ось Oz вверх; $S = x + iz$. Пусть $\Delta T_\delta(x, 0)$ — наблюдаемое поле, имеющее структурную модель $\Delta T_\delta(x, 0) = \Delta T(x, 0) + \delta(x)$, соответствующую реальным наблюдениям, где $\Delta T(x, 0)$ — поле источников в коре; $\delta(x)$ — случайная погрешность с нулевым математическим ожиданием, не коррелированная с шагом измерений Δx . Относительно погрешности $\delta(x)$ примем допущение, что при любом достаточно большом L ее стандарт $\sigma_L(x)$ на интервале $(-L, L)$ есть константа. При постановке задачи предполагаем, что величина $\sigma_L(x)$ нам известна.

Пусть $x = \xi$ — координата произвольной точки на профиле OX и пусть нам известна окрестность $|\xi - x| \leq L$. Проведем вертикальную прямую с уравнением $x = \xi = \text{const}$ до пересечения с границей Γ раздела вода—земная кора (Γ — спрямляемая жорданова кривая). Функция $\Delta T(x, z)$ будет гармонической в полуплоскости $|\xi - x| \leq L, +\infty \geq z > -H; H > 0, H \ll L$ (H — известная величина). Задача ставится так: по значениям функции $\Delta T_\delta(x, 0)$ в окрестности точки $x = \xi$ найти значения поля и его трансформант на полупрямой $x = \xi, z > -H$.

В области, охватывающей начало координат, функция $H_e(S)$ хорошо аппроксимируется тригонометрическим полиномом. Учитывая, что L конечна, получим

$$H_e(S) = \sum_{n=0}^{N(\xi)} \epsilon_n \{ a_n^{(L)}(\xi) + i b_n^{(L)}(\xi) \} \exp\left(\frac{in\pi}{L}(S - \xi)\right), \quad (1)$$

где $\epsilon_0 = 1/2$; $\epsilon_n = 1$ при $\forall n \geq 1$; $\forall a_n^{(L)}(\xi)$ и $\forall b_n^{(L)}(\xi)$ — вещественные.

Находя коэффициенты аппроксимации (1) как коэффициенты разложения Фурье, можно определить значения $\Delta T(x, z)$ и $\Delta Q(x, z)$ при любом z на рассматриваемой полупрямой, помещая начало координат в узлы некоторой ответной сетки вдоль всего профиля в верхней и нижней полуплоскостях.

3. Аппроксимационный метод решения поставленной задачи позволяет также находить значения производных функций $\Delta T(x, z)$ и $\Delta Q(x, z)$ в верхней и нижней полуплоскостях. Формулы для вычислений будут просты, так как при $\xi=0$ члены, содержащие синус, обратятся в нуль. Разделив действительные и мнимые части в выражении (1), получим общую структуру формул для нахождения производных:

$$\frac{\partial^n \Delta T_\delta(0, z)}{\partial x^n} = \sum_{n=0}^N a_{n,\delta}^{(L)} \rho^n, \quad \rho^n = \left[n \frac{\pi}{L} \exp\left(-\frac{z\pi}{L}\right) \right]^n. \quad (2)$$

4. Для решения задач, стоящих перед методикой, необходим определенный набор трансформант поля. Все трансформации целесообразно разделить на две группы: линейные и нелинейные. К линейным преобразованиям поля мы относим трансформации, получившие название "разделяющих", по которым (что вытекает из свойства аналитичности функции $H_e(S)$ во внешности источников) восстанавливаются все значения комплекснозначных производных функции $H_e(S)$:

$$\operatorname{Re} H_e(S), \operatorname{Im} H_e(S), \frac{\partial T_\delta(x, z)}{\partial x}, \frac{\partial^2 T_\delta(x, z)}{\partial x^2}, \frac{\partial T_\delta(x, z)}{\partial z}, \frac{\partial^2 T_\delta(x, z)}{\partial z^2}, \frac{\partial T_\delta^2(x, z)}{\partial x \partial z}. \quad (3)$$

К нелинейным преобразованиям поля мы относим трансформации, являющиеся комбинациями линейных преобразований (штрихи обозначают производные по S):

$$H_e(S), H_e'(S), H_e''(S), \operatorname{Im} \frac{H_e''(S)}{H_e'(S)} \text{ и т.д.} \quad (4)$$

Действительно, аппроксимации вида (1) удобно использовать для нахождения линейных функционалов $\Phi_\xi(H_e)$ от поля $H_e(S)$:

$$\Phi_\xi(H_e) = V_T(\xi, z) \Big|_{x=\xi}, \quad V_T(x, z) = T\{H_e(x + iz)\}, \quad (5)$$

где T — аддитивный оператор (не обязательно линейный или непрерывный), действующий в локально-выпуклом пространстве функций, аналитических в точках выше границы Γ раздела вода—земная кора; Φ_ξ — функционал, зависящий от оператора T . Для вычисления $\Phi_\xi(H_e)$ используется приближенная формула

$$\Phi_\xi(H_e) \approx \Phi(H_e^{*N}) \approx \Phi(H_e^{*,N}) \quad (6)$$

где $H_e^{*,N}$ — аппроксимация, найденная по заданным дискретным значениям поля $\Delta T_\delta(x, 0)$ при известной величине $\sigma_L(x)$ на сетке значений $\xi \in x_k \Big|_{M+1}^{P-M-2}$, а значение L выбирается кратным шагу задания поля $\Delta x: L = M \Delta x, M$ — целое.

5. Но постановка задачи не будет исчерпывающей, если не рассмотреть вопрос, как находить разумные значения N , фигурирующие в аппроксимации (1) и формулах (2), (6). Этот вопрос является принципиально важным и будет рассмотрен отдельно, а здесь мы укажем лишь возможный способ. Величину $N(\xi) = N_{\text{опт}}(\xi, \sigma_{\text{опт}})$ на каждом текущем интервале $(-L, L)$ будем находить по принципу невязки [Phillips, 1962; Морозов, 1966], основанному на использовании теоремы Парсевалля для рядов Фурье и обеспечивающему оптимальность решения по порядку приближенных величин в данной постановке задачи. Итак, при известной величине $\sigma_{\text{опт}}$ по профилю наблюдаемых значений в узлах ответной сетки $\xi \in \{x_k\}_{M+1}^{P-M-2}$ с шагом Δx вычисляются значения линейных функционалов (3) и (4). При каждом ξ расчет всех величин осуществляется для набора значений z , соответствующего точкам на криволинейных уровнях, задаваемых сдвигами по вертикали границы Γ раздела вода—земная кора. Это позволяет эффективно использовать данные батиметрии и НСП.

Таким образом, аппроксимационный способ решения задачи позволяет реализовать два важнейших принципа: принцип расчета "по вертикали", позволяющий находить искомые значения на криволинейных уровнях вблизи источников и принцип "локальной аппроксимации", обеспечивающий высокую точность расчетов.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

1. Рассмотрим вопрос о выборе метода вычисления коэффициентов разложения Фурье функции $\Delta T_\delta(x, 0)$, заданной дискретно в равноотстоящих узлах с шагом Δx , в точках $m\Delta x$, $m = 0, \pm 1, \dots, \pm M$.

Из вычислительных методов, применяемых для нахождения коэффициентов разложения Фурье, наиболее мощным является метод быстрого преобразования Фурье (БПФ), который затрачивает всего $O(M \log_2 M)$ операций [Бахвалов, 1973]. Но применение его к решению нашей задачи не оправдано, так как длина интервала $(-L, L)$ должна быть кратна 2^n , $n = 1, 2, \dots$. При произвольной длине интервала $(-L, L)$ наиболее удобной является схема Бесселя [Крылов, Кругликова, 1968] с вычислением соответствующих интегралов по формуле трапеций. Формулы для численного нахождения коэффициентов имеют вид

$$a_{n,\delta}^{(L)} = \frac{1}{M} \sum_{-M}^M \epsilon_m \Delta T_\delta(m\Delta x) \cos \frac{n\pi m}{M}, \quad (7)$$

$$b_{n,\delta}^{(L)} = \frac{1}{M} \sum_{-M}^M \epsilon_m \Delta T_\delta(m\Delta x) \sin \frac{n\pi m}{M},$$

где $\epsilon_m = \frac{1}{2}$, $m = 0, m = M$; $\epsilon_m = 1$, $\forall m \geq 1$.

Мы применили метод, в котором в основу положена схема Бесселя, а значения тригонометрических функций и частичных сумм находятся по рекуррентным формулам, что позволяет сократить число операций до $O(6M^2)$. Этот метод принадлежит Кленшоу [Clenshow, 1955; Ланс, 1962] и предназначен для нахождения частичных сумм рядов по полиномам Чебышева. Однако его можно весьма эффективно использовать для нахождения сумм вида

$$C(\theta, \rho) = \sum_{n=0}^M a_n \rho^n \cos n\theta, \quad S(\theta, \rho) = \sum_{n=0}^M b_n \rho^n \cos n\theta. \quad (8)$$

В самом деле, при $\rho^n = \{\exp(-z\pi/M)\}^n$ и $\theta = m\pi/M$ суммы (8) полностью совпадают с выражением для синтеза действительной и мнимой части аппроксимационного полинома (1), при $\theta = 0$ — с выражением (2) для синтеза производных, а при $\rho \equiv 1$ — с формулами для нахождения коэффициентов разложения Фурье. Таким образом, применение метода Кленшоу позволяет использовать единый математический аппарат для анализа и синтеза информации. Однако применение лишь этого метода не полностью решает поставленную задачу.

2. Действительно, если число точек в узлах ответной сетки велико, то требуется проведение большого числа анализов Фурье по Кленшоу, что крайне невыгодно при использовании принципа скользящего интервала. Оказывается, нет необходимости делать независимые анализы для каждой центральной точки ξ текущего интервала. Можно применять процедуру скользящего анализа Фурье [Страхов, Валяшко, 1976]. Мы считаем, что именно использование этого метода и простота формул типа (2) для вычисления (3) обеспечивают возможность построения экономичных схем и тем самым полностью решают вычислительный аспект поставленной задачи.

Пусть известны значения функции $\Delta T_\delta(x, 0)$ на профиле OX с шагом Δx . Рассмотрим два отрезка профиля AB и A_1B_1 , каждый длиной $2L$ с центрами в точках ξ и ξ_1 , которые перекрываются на участках AA_1 и BB_1 . Очевидно, что отрезки AA_1 и BB_1 будут кратны шагу Δx и равны, например $\lambda = \rho \Delta x$. Пусть также известны коэффициенты Фурье $a_{n,\delta}^{(L)}$ и $b_{n,\delta}^{(L)}$ разложения функции $\Delta T_\delta(x, 0)$ на отрезке AB , найденные по методу Кленшоу. Требуется найти коэффициенты Фурье $a_{n,\delta}^{*,L}$ и $b_{n,\delta}^{*,L}$ функции $\Delta T_\delta(x, 0)$ на отрезке A_1B_1 , используя известные коэффициенты $a_{n,\delta}^{(L)}$ и $b_{n,\delta}^{(L)}$ для отрезка AB .

Справедливо следующее соотношение

$$a_{n,\delta}^{*,(L)} = \frac{1}{L} \int_{-L}^L \Delta T_\delta(\xi + \rho \Delta x) \cos \frac{n\pi\xi}{L} d\xi = \frac{1}{L} \int_{-L}^L \Delta T_\delta(x) \cos \frac{n\pi}{L} \times \\ \times (x - \lambda) dx = \frac{1}{L} \left\{ \int_{-L}^L \Delta T_\delta(x) \cos \frac{n\pi}{L} (x - \lambda) dx + \int_{-L}^{L+\lambda} \Delta T_\delta(x) \cos \frac{n\pi}{L} \times \right. \\ \left. \times (x - \lambda) dx - \int_{-L}^{-L+\lambda} \Delta T_\delta(x) \cos \frac{n\pi}{L} (x - \lambda) dx \right\} \quad (9)$$

и аналогичное, с заменой косинуса на синус. Откуда получаем требуемые соотношения

$$a_{n,\delta}^{*,(L)} = (a_{n,\delta}^{(L)} + A_{n,\delta}^{(+)} - A_{n,\delta}^{(-)}) \cos \frac{n\pi\lambda}{L} + (b_{n,\delta}^{(L)} + B_{n,\delta}^{(+)} - B_{n,\delta}^{(-)}) \times \\ \times \sin \frac{n\pi\lambda}{L}, \quad (10)$$

$$b_{n,\delta}^{*,(L)} = (b_{n,\delta}^{(L)} + B_{n,\delta}^{(+)} - B_{n,\delta}^{(-)}) \cos \frac{n\pi\lambda}{L} - (a_{n,\delta}^{(L)} + A_{n,\delta}^{(+)} - A_{n,\delta}^{(-)}) \times \\ \times \sin \frac{n\pi\lambda}{L},$$

где

$$A_{n,\delta}^{(+)} = \frac{1}{M} \sum_M^{M+p} \epsilon_m^* \Delta T_\delta (m \Delta x) \cos \frac{n\pi m}{M}, \quad (11)$$

$$A_{n,\delta}^{(-)} = \frac{1}{M} \sum_{-M}^{-M+p} \epsilon_m^* \Delta T_\delta (m \Delta x) \cos \frac{n\pi m}{M},$$

$$\epsilon_m^* = 1 \text{ при } |m| \neq M, M+p; \quad \epsilon_m^* = \frac{1}{2} \text{ при } |m| = M, M+p.$$

Для коэффициентов $B_{n,\delta}^{(+)}$ и $B_{n,\delta}^{(-)}$ выражения аналогичны (11) с заменой косинуса на синус.

Таким образом, необходимо проделать анализы Фурье по методу Кленшоу лишь в первом интервале, а остальные анализы осуществляются последовательным применением процедуры скользящего анализа Фурье.

3. Программная реализация метода Кленшоу проста. Для работы требуется $2M$ ячеек, несколько счетчиков и два значения тригонометрических величин $\sin(\pi/M)$ и $\cos(\pi/M)$. Проверка процедуры осуществлялась на модельном тригонометрическом полиноме. Было установлено, что при $M \leq 400$ значения модельного и синтезированного полинома совпадают с машинной точностью, но при больших значениях ($M > 500$) происходит постепенная потеря точности, связанная с применением рекуррентных формул для расчета тригонометрических величин. Таким образом, верхняя граница полуинтервала L равна 500, что при средней дискретности измерений магнитного поля в океане 100–200 м составляет 50–200 км и значительно больше возможных глубин до источников, т.е. $L \gg H$, что и требовалось по условию задачи.

Экспериментально установлено, что точность восстановления модельного полинома является наилучшей в окрестности центральной точки интервала. Отметим, что учет явления Гиббса [Хемминг, 1972] несколько улучшает результат, но тенденция остается прежней. Этот факт является весомым свидетельством в пользу реализованного принципа локальной аппроксимации.

4. В программном отношении процедура скользящего анализа Фурье аналогична методу Кленшоу и сводится к нахождению p частичных сумм вида (11) по Кленшоу и умножению значений уже известных для предыдущего интервала коэффициентов на соответствующие значения тригонометрических величин. Для процедуры требуется уже четыре начальных значения тригонометрических величин: $\cos t$, $\cos pt$, $\sin t$, $\sin pt$, где $t = \pi/M$. Так как величина p (кратность ответной сетки по отношению к исходной) обычно составляет 1–3, то процедура скользящего анализа Фурье обладает большим быстродействием, чем БПФ, и требует всего $O(M)$ операций. Естественно, что при значениях p , сравнимых с размерами скользящего интервала, эта процедура эквивалентна методу Кленшоу и будет обладать всеми присущими ему недостатками. Но на практике, когда p лежит в интервале 1–3, она очень устойчива к ошибкам округления и позволяет компенсировать недостатки метода Кленшоу — при последовательном применении позволяет обрабатывать числовые массивы большой длины и с высокой точностью, что и соответствует требованиям, предъявляемым к методике.

МЕТОДИКА РЕШЕНИЙ ЗАДАЧИ ФИЛЬТРАЦИИ (РЕГУЛЯРИЗАЦИИ) НАБЛЮДЕННЫХ ДАННЫХ

1. Обратная задача магнитометрии относится к линейным некорректно поставленным задачам. В настоящее время уже существует общая теория решения такого рода задач [Тихонов, 1963а,б; Лаврентьев, 1962; Иванов, 1962, 1963; Страхов, 1969] – теория регуляризации, которая успешно развивается [Страхов, Валяшко, 1976а,б; Страхов, 1977а, б; Старостенко, 1975; Гласко, Старостенко, 1976].

Отличительной чертой обратных задач геофизики, в том числе и задачи аналитического продолжения в нижнее полупространство, является существенная неустойчивость решения. Для их решения необходимы специальные приемы.

Прежде всего отметим важность использования фундаментальной связи между задачами оптимальной фильтрации и трансформирования [Страхов, 1969]. В самом деле, если задачу восстановления поля и нахождения его трансформант вблизи источников по заданным при $z = 0$ его значениям решать с помощью метода аналитического продолжения оптимально отфильтрованных входных данных, то мы можем рассчитывать на получение более устойчивого семейства возможных решений. И если в качестве способа отбора решений из семейства возможных также применить оптимальную фильтрацию, то для реализации такого подхода нам потребуется некоторая дополнительная информация. В нашей постановке при решении задачи фильтрации (регуляризации) полезный сигнал трактуется как элемент из области определения линейного оператора T , что и дает возможность реализации различных трансформаций над ним. Наличие общей информации о свойствах помехи во входных данных по отношению к полезному сигналу позволяет применить новую методику определения параметра регуляризации при решении линейных некорректных задач, конструировать и применять оптимальные регулярные семейства с учетом априорных свойств как полезного сигнала, так и помехи. Эти методики были предложены Страховым [Страхов, Валяшко, 1976а,б], и им разработана общая теория построения многопараметрических регуляризующих семейств [Страхов, 1977а].

2. Для определения всегда точно не известного на практике уровня помех во входных данных, отвечающих структурной модели $f_{\delta}(x) = f(x) + \delta f(x)$ из априори известного интервала $(\delta_{-}f(x), \delta_{+}f(x))$, реализована следующая методика, позволяющая одновременно находить неизвестное решение $\tilde{f}_{\delta}(x)$ и неизвестный элемент $\delta f(x)$ по общей информации о помехе $\delta f(x)$ и полезном сигнале $f(x)$. Установленные свойства полезного сигнала и помехи позволяют указать функционал D , названный дискриминантным, обладающий следующими свойствами: $D(\delta f(x)) = 0$, а $D(f(x)) \geq K$, где K – большое число. Тогда на множестве значений σ из интервала (σ_{-}, σ_{+}) находится множество соответствующих сглаженных представлений $(\tilde{f}_{\sigma_{-}}(x), \tilde{f}_{\sigma_{+}}(x))$. Затем с помощью дискриминатора из условия

$$D(f_{\sigma} - \tilde{f}_{\sigma}) = \min \quad (12)$$

выбирается значение $\sigma_{\text{опт}}$ и соответствующее ему наилучшее представление $\tilde{f}_{\sigma_{\text{опт}}}(x)$. Наиболее простым и эффективным является корреляционный дискриминатор [Страхов, Валяшко, 1976а], обладающий следующи-

ми свойствами: глубиной и четкостью минимума, высокой точностью определения параметра $\sigma_{\text{опт}}$.

3. Многопараметрическая регуляризация вводится по аналогии с однопараметрической:

$$\Omega(\psi) + \langle \lambda, F(f_\sigma, \tilde{f}_\sigma) \rangle = \min_{\tilde{f}_\sigma \in D(\Omega)} \quad (13)$$

где $\Omega(\psi)$ – стабилизирующий функционал; λ и $F(f_\sigma, \tilde{f}_\sigma)$ – векторы с компонентами λ_i и $F(f_\sigma, \tilde{f}_\sigma)$; $\langle \cdot \rangle$ – скалярное произведение в R_m , $i = 1(1)m$. При $i = 1$ выражение (13) представляет собой классическую постановку задачи регуляризации по Тихонову. Но формальная трактовка (13) позволяет рассмотреть двупараметрическое регуляризующее семейство Страхова. За $F_2 = F_2(f_\sigma, \tilde{f}_\sigma)$ при $i = 2$, используя свойство ортогональности полезного сигнала и помехи, принимается функционал, обозначающий скалярное произведение в L_2 , $(\tilde{f}_\sigma, f_\sigma - \tilde{f}_\sigma) = 0$. Тогда задача (13) принимает вид

$$\Omega(\psi) + \lambda_1 F_1(f_\sigma, \tilde{f}_\sigma) + \lambda_2 F_2(f_\sigma, \tilde{f}_\sigma) = \min_{\tilde{f}_\sigma \in D(\Omega)} \quad (14)$$

Ее можно трактовать как следующую условно экстремальную задачу $\Omega(\psi) = \min_{\tilde{f}_\sigma \in D(\Omega)}$ при

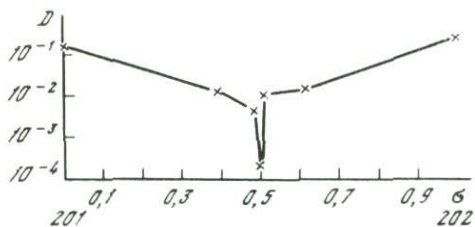
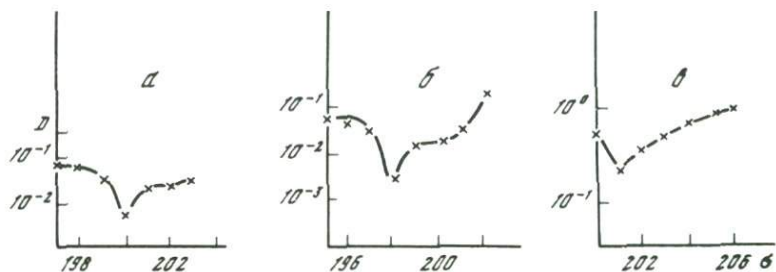
$$F_1 = \|f_\sigma - \tilde{f}_\sigma\|^2 = \sigma^2, F_2 = (\tilde{f}_\sigma, f_\sigma - \tilde{f}_\sigma) = 0. \quad (15)$$

Нахождение параметров λ_1 и λ_2 при условиях (15) назовем принципом ортогональной невязки.

В работе [Страхов, Валяшко, 1976а] показаны эффективность методики определения параметра $\sigma_{\text{опт}}$ с помощью корреляционного дискриминатора и разрешающие способности следующих фильтрующих семейств при решении задачи вычисления производной от модельных функций, заданных приближенно, $f_\delta(x) \in L_2(-\pi, \pi)$: $S_\alpha^{(1)}$ – классического семейства Тихонова первого порядка; $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$ – двупараметрического семейства Страхова первого порядка; $S_N^{(\infty)}$ – семейства, основанного на принципе невязки, которое трактуется как предельный случай (бесконечного порядка) семейства $S_\alpha^{(1)}$. В работе также установлено, что семейство $S_\alpha^{(1)}$ является наиболее слабым по отношению к входным данным с указанными выше свойствами, а семейства $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$ и $S_N^{(\infty)}$ являются более сильными, в частности двупараметрическое семейство $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$ наиболее эффективно при фильтрации сильных помех.

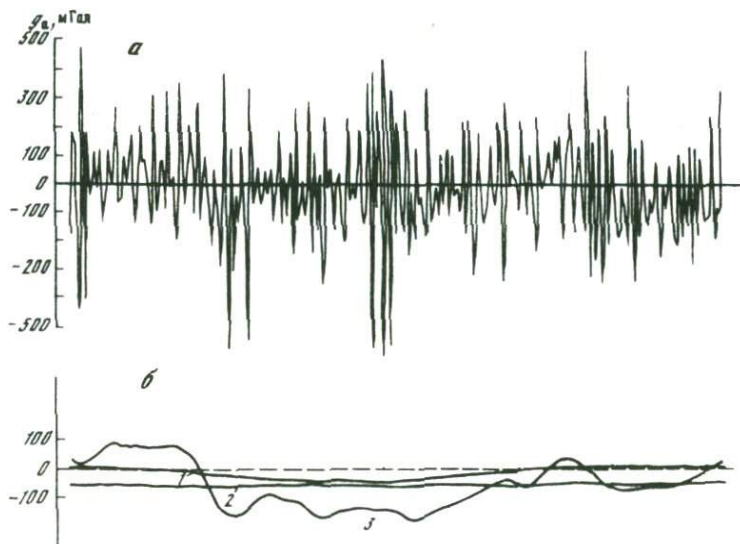
4. Поясним сказанное выше практическим примером, который иллюстрирует важность учета свойств помехи в конструкции регуляризующего семейства и указывает на возможность практического использования семейства $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$ для обработки морской геофизической информации, характеризующейся высоким уровнем помех.

На рис. 2 приведены результаты измерения силы тяжести морским гравиметром АМГ-4, выполненные в 3-м рейсе НИС "Дмитрий Менделеев"



Р и с. 2. Графики дискриминантно-го функционала
а - в - семейства $S_N^{(\infty)}$, $S_\alpha^{(1)}$, $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$ соответственно

Р и с. 3. График дискриминантно-го функционала при уточнении величины $\sigma_{\text{опт}}$ методом золотого сечения (семейство $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$)



Р и с. 4. Результаты измерений силы тяжести гравиметром АМГ-4 с дискретностью 10 с
а - наблюдаемые значения; б - результаты фильтрации. 1-3 - семейства $S_N^{(\infty)}$, $S_\alpha^{(1)}$, $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$ соответственно

в Атлантическом океане Тулиным и любезно предоставленные им для расчетов. Дискретность измерений составляет 10 с. Как видно из рисунка, помеха высокочастотна и амплитуда ее превышает 1000 мГал. Методика расчета была такова. Методом простого перебора с помощью корреляционного дискриминатора определялась величина $\sigma_{\text{опт}}$ из интервала возможных значений (σ_{-} , σ_{+}). Результаты фильтрации с помощью семейства $S_N^{(\infty)}$ эквивалентны оценке по коэффициенту a_0 ; с помощью семейства $S_{\alpha}^{(1)}$ — явно переаглажены и представляют собой прямую линию; с помощью семейства $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$ — также не дали желаемого результата. Учитывая глубину и четкость минимумов корреляционного дискриминатора, было предложено, что метод простого перебора в случае сильных помех неэффективен. Поэтому было проведено уточнение величины $\sigma_{\text{опт}}$ по методу золотого сечения [Карманов, 1975]. На рис. 3 приведен график дискриминатора D , а на рис. 4 — окончательные результаты фильтрации с помощью рассмотренных семейств. По уточненным значениям $\sigma_{\text{опт}}$ минимум функционала D достигает четырех порядков, и сам факт применения метода золотого сечения свидетельствует о высокой четкости минимума, отсутствии ложных минимумов и высокой практической эффективности корреляционного дискриминатора. Полученные результаты фильтрации показывают, что применение фильтрующих (регуляризующих) семейств, сконструированных с учетом свойств не только полезного сигнала, но и помехи, позволяет получать более устойчивые решения линейных некорректных задач геофизики и эффективно для обработки морской геофизической информации.

5. Рассмотрим возможность использования метода определения параметра $\sigma_{\text{опт}}$ с помощью корреляционного дискриминантного функционала D в сочетании со скользящим анализом Фурье, когда сглаженные представления восстанавливаются только для центральной точки ξ каждого скользящего интервала $(-L, +L)$, и, как мы считаем, наиболее удобного для обработки данных морских магнитных наблюдений.

Очевидно, что в такой ситуации мы уже не сможем для каждого текущего интервала $(-L, +L)$ строить свой дискриминатор D и определять $\sigma_{\text{опт}}^{(L)}$ из семейства возможных. В этом случае целесообразно определить с помощью дискриминатора величину $\sigma_{\text{опт}}$ в целом для всего рассматриваемого профиля, полагая, что изменение величин $|\sigma_{\text{опт}}^{(L_1)} - \sigma_{\text{опт}}^{(L_2)}| = \Delta\sigma_{\text{опт}}$ мало и $\Delta\sigma_{\text{опт}} \rightarrow 0$ при переходе от одного скользящего интервала к другому.

Так как точность геомагнитных измерений на море достаточно высокая, то дисперсия случайной компоненты, присутствующая в измерениях, может быть оценена как не превышающая 5% по отношению к полезному сигналу. Как следует из работы [Страхов, Валяшко, 1976а], для дисперсий помех $\sigma_{\delta f} \leq 5\%$ с указанными свойствами эффективность семейств $S_N^{(\infty)}$ и $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$ примерно одинакова. Но так как семейство $S_N^{(\infty)}$ наиболее экономично с точки зрения техники вычислений за счет того, что при синтезе используется только часть коэффициентов разложения Фурье исходного поля в каждом интервале $(-L, L)$, выберем его в качестве основного, полагая, что метод простого перебора

Характеристики точности определения параметра $\sigma_{\text{опт}}$ с помощью дискриминантного функционала (16) методом скользящего анализа Фурье (семейство $S_N^{(\infty)}$)

σ (заданное), нТл	$\sigma_{\delta f}$ выбранной реализации по- мехи, нТл	$\frac{\sigma_{\text{выб}}}{ \Delta T_{\alpha \max} }$ · 100, %	$\sigma_{\text{опт}}, \text{нТл}$	$ \sigma_{\text{выб}} - \sigma_{\text{опт}} $
				$\frac{\sigma_{\text{выб}}}{\cdot 100, \%}$
28,0	28,767	9,9	28,5	0,7
20,0	22,601	7,7	21,4	5,6
15,0	15,780	5,4	15,8	0,6
6,0	6,691	2,3	6,6	1,4
1,0	1,130	0,4	1,21	6,6
0,2	0,224	0,08	0,21	4,7
0,02	0,024	0,008	0,022	4,5

достаточно эффективен при $\sigma_{\delta f} \leq 5\%$ для выбора $\sigma_{\text{опт}}$ с помощью дискриминантного функционала.

На интервале возможных значений $(-\sigma, \sigma)$ для всего профиля рассматривается следующий корреляционный дискриминатор:

$$D(\Delta T_{\delta} - \tilde{\Delta T}_{\delta}(\sigma)) = \left\{ \frac{1}{P-2M-1} \sum_{n=M+1}^{P-M-2} [(\Delta T_{\delta}(\xi_m) - \tilde{\Delta T}_{\delta}(\xi_m, \sigma)) - (\Delta T_{\delta}(\xi_{m+1}) - \tilde{\Delta T}_{\delta}(\xi_{m+1}, \sigma))] - 2\sigma^2 \right\}^2, \quad (16)$$

где P – число точек рассматриваемого профиля; $2M$ – число точек на каждом скользящем интервале; $\tilde{\Delta T}_{\delta}(\xi_m, \sigma)$ – сглаженные значения поля $\Delta T_{\delta}(x, 0)$, найденные при всех $\xi = \{x_K\}_{M+1}^{P-M-2}$ с определением $N(\xi) = N_{\text{опт}}(\xi, \sigma)$ по принципу невязки [Phillips, 1962; Морозов 1966, 1974; Страхов, Валяшко, 1976а]:

$$N_{\text{опт}}(\xi, \sigma) = \arg \min_N \Psi(N, \sigma), \quad (17)$$

$$\Psi(N, \sigma) = \left| \frac{1}{2M} \sum_{-M}^M \epsilon_m (\Delta T_{\delta}(\xi + m\Delta x))^2 - \sum_{m=0}^N \epsilon_m [(a_{n,\delta}^{(L)}(\xi))^2 + (b_{n,\delta}^{(L)}(\xi))^2] - \sigma^2 \right| = \min. \quad (18)$$

Принимается, что

$$\sigma_{\text{ист}} \approx \sigma_{\text{опт}}^{(L)} = \sigma_{\text{опт}} = \arg \inf_{\sigma_- < \sigma < \sigma_+} (\Delta T_{\delta} - \tilde{\Delta T}_{\delta}(\sigma)). \quad (19)$$

6. На рис. 5 и в таблице приведены примеры, иллюстрирующие точность выбора параметра $\sigma_{\text{опт}}$. Как видно из рисунка и таблицы, точность опре-

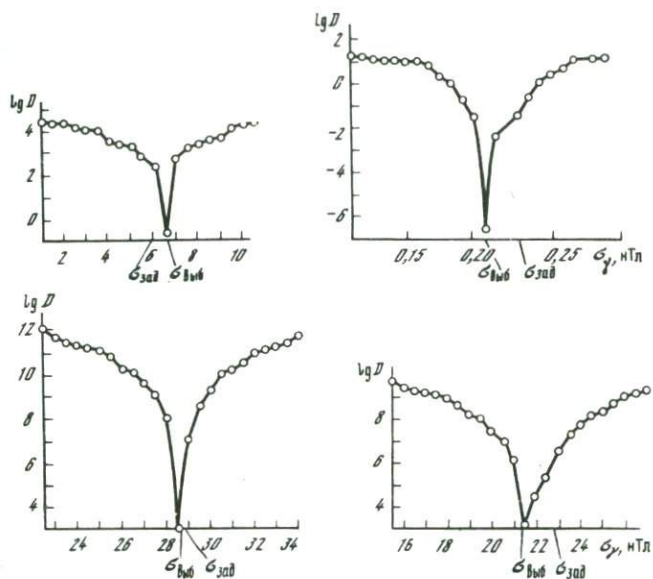


Рис. 5. Результаты определения величины $\sigma_{\text{ОПТ}}$ с помощью дискриминатора (16) в сочетании с методикой скользящего интервала при различных величинах дисперсии помехи $\sigma_{\delta f}$

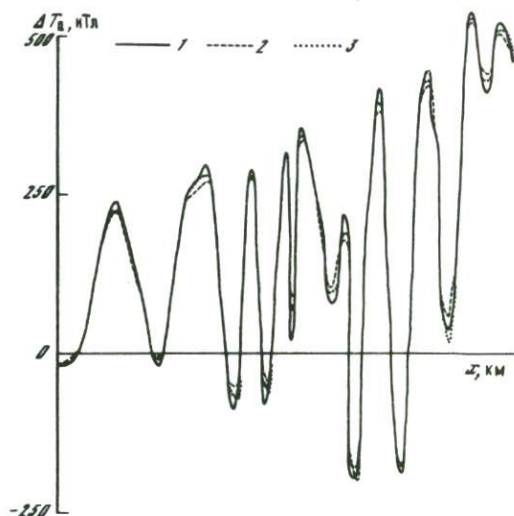


Рис. 6. Пример фильтрации модельного поля ΔT_a , осложненного случайной помехой с дисперсией 5% с помощью семейств $S_{\alpha}^{(1)}$ и $S_N^{(\infty)}$

1 — модельные значения;
 2 — результат фильтрации с помощью семейства $S_{\alpha}^{(1)}$; 3 — результат фильтрации с помощью семейства $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$

деления величины $\sigma_{\text{ОПТ}}$ остается весьма высокой и не зависит от величины дисперсии помехи. Поэтому и в сочетании с методикой скользящего интервала способ определения $\sigma_{\text{ОПТ}}$ с помощью корреляционного дискриминатора (16) является также эффективным — четкость и глубина минимумов сохраняется.

На рис. 6 представлен пример фильтрации модельного поля $\Delta T_{\delta}(x, 0)$, осложненного случайной компонентой гауссовского распределения с различной дисперсией, с помощью двух семейств $S_{\alpha}^{(1)}$ и $S_N^{(\infty)}$ в сочетании с

методикой скользящего интервала. Как при дисперсии помехи $\sigma_{\delta f} = 2\%$, так и при дисперсии $\sigma_{\delta f} = 5\%$ применение семейства $S_N^{(\infty)}$ заметно эффективнее, и по затратам машинного времени применение этого семейства экономичнее примерно на порядок. Следовательно, и в сочетании с методикой скользящего интервала применение семейства $S_N^{(\infty)}$ эффективно и экономично. Таким образом, методика расчетов становится следующей. Для априори известного интервала возможных значений помехи (σ_-, σ_+) с помощью фильтрующего (регуляризующего) семейства $S_N^{(\infty)}$ под наблюдаемым значением поля находится множество соответствующих сглаженных представлений, а затем с помощью дискриминатора определяется всегда точно не известная на практике величина $\sigma_{\text{опт}}$. Затем по сглаженным представлениям $\Delta \tilde{T}_{\delta}(\sigma_{\text{опт}})$ решается задача трансформирования.

7. В заключение отметим, что в условиях наличия случайных высокочастотных помех весьма полезно привлекать представление об ортогональности полезного сигнала и помехи. Как следует из приведенных результатов, наиболее эффективными являются семейства $S_{\alpha, \eta}^{(1)}$, учитывающие свойство ортогональности в конструкции, и $S_N^{(\infty)}$, в котором ортогональность сглаженных представлений остатку имеет место всегда в силу определения скалярного произведения в L_2 . Поиск оптимальных решений задачи фильтрации (регуляризации) следует рассматривать как задачу распознавания образов. Ее можно эффективно решать применяя корреляционные дискриминантные функционалы.

НЕЛИНЕЙНЫЙ МЕТОД КАРТИРОВАНИЯ КРОВЛИ МАГНИТОАКТИВНОГО СЛОЯ В ОКЕАНЕ

1. Разработка аппарата нелинейных преобразований поля является важной проблемой современной геофизики. Актуальность этой проблемы подчеркивается еще и тем, что существующая теория связи внешних полей с источниками и их геометрией является нелинейной. В работах Страхова [Страхов, 1960, 1968] показано, что по наблюдаемым значениям потенциального поля могут быть однозначно определены лишь координаты особых точек гармонических функций, описывающих это поле, в нашем случае функции $H_e(S)$. Поэтому применение нелинейных трансформаций для решения задач количественной интерпретации является перспективным.

Сейчас существует ряд такого рода методов интерпретации [Березкин, 1968; Масленикова, 1971; Страхов, 1970–1972]. Однако нелинейных методов преобразования поля, нашедших широкое применение при обработке результатов гидромагнитных съемок, нет. Общее рассмотрение проблемы показало, что эффективность таких преобразований существенно зависит от полноты учета априорной информации. Но принимая во внимание ограниченный объем такого рода данных в океане, необходимо максимально использовать аппроксимационный подход. Кроме того, более совершенный и гибкий математический аппарат таких преобразований можно эффективно сочетать с методом аналитического продолжения наблюдаемого поля.

С точки зрения техники вычислений расчет нелинейных функционалов от поля $H_e(S)$ мы рассматриваем как задачу вычисления некоторых

комбинаций приближенно заданных линейных функционалов $\Phi_{\xi}(H_e)$. Такой подход позволяет строить экономные вычислительные схемы

2. Рассмотрим следующий функционал:

$$S(x, z) = \left(\sum_{n=0}^{N_{\text{опт}}} |a_n| \exp\left(\frac{-n\pi z}{L}\right) \right)^2 / \sum_{n=0}^{N_{\text{опт}}} |a_n|^2 \exp\left(\frac{-2\pi n z}{L}\right). \quad (20)$$

Пусть нам известен возможный диапазон изменений z , заведомо включающий источники поля. Зафиксируем текущую точку $x = \xi = 0$. Для различных z из заданного диапазона с шагом Δz будем вычислять значения функционала $S(\xi, z)$. Функционал $S(x, z)|_{x=\xi=0}$ обладает следующим свойством — он достигает максимума в окрестности особой точки функции $H_e(S)$ с координатами $x = \xi = 0$, $z = -H$, $H > 0$, где H — расстояние до ближайшей к поверхности (оси Ox) особой точки.

Это свойство позволяет использовать функционал $S(x, z)$ для определения глубин до верхней поверхности магнитоактивного слоя в океане. Для каждой центральной точки $\xi_K = 0$ скользящего интервала $(-L, L)$,

$\xi_K \in \{x_K\}_{M+1}^{P-M-2}$ и ряда равноотстоящих уровней $z = \text{const}$ из диапазона, заведомо включающего области, занятые источниками поля с шагом Δz , находятся значения $S(\xi, z)$. При этом глубина до ближайшей к поверхности особой точки функции $H_e(S)$ находится как

$$h_{\text{ср}}(\xi_K) = \arg \max_z S(\xi_K, z). \quad (21)$$

Совокупность значений $h_{\text{ср}}(\xi_K)|_{K=M+1}^{N_{\text{max}}-M+2}$ для всех ответных точек расчетного профиля принимаем за поверхность магнитоактивного слоя в океане.

Перейдем к теоретическому обоснованию. Пусть $F(x, z)$ и $F^*(x, z) = 2L$ -периодические гармонические функции, имеющие представления рядами Фурье:

$$F(x, z) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m \exp\left(\frac{im\pi(x+iz)}{L}\right), \quad (22)$$

$$F^*(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} |C_n| \exp\left(\frac{im\pi(x+iz)}{L}\right). \quad (23)$$

Тогда, если у функции $F(x, z)$ ближайшая к оси Ox особая точка находится на прямой $z = -H$, то у функции $F^*(x, z)$ в соответствии с теоремой Прингсхейма [Маркушевич, 1950] ближайшая к оси Ox особая точка находится в точке с координатами $(x=0, z=-H)$. Кроме того, эта особенность будет наиболее сильной из числа расположенных на граничной прямой $z = -H$ [Страхов, 1970]. На основании уже полученных результатов [Страхов, 1972] установлено, что если наблюдаемое поле аппроксимируется аналитической в полуплоскости $z > -H$ и 2π -периодической функцией $\Phi(S)$, имеющей на граничной прямой $z = -H$ хотя бы одну особенность, то функционал

$$S_n(x, z) = \left| \sum_{n=1}^N C_n \exp(in(x+iz)) \right|^2 / 2\pi \sum_{n=1}^N |C_n|^2 \exp(-2nz) \quad (24)$$

имеет экстремумы (максимумы), локализирующие ближайшие к оси Ox особые точки функции $\Phi(S)$. Но в силу того, что параметр H является одинаковым для функции $F(x, z)$ и функции $F^*(x, z)$, функционал $S(x, z)$ в точке $(x=0, z)$ будет обладать аналогичными свойствами, что и функционал $S_n(x, z)$, но с тем отличием, что $S(x, z)|_{x=0}$ всегда достигает локального максимума в точке $x=0, z=-H$.

По условию задачи функция $H_e(S)$, заданная значениями $\text{Re}H_e(S) = \Delta T_\delta(x, 0)$, является аналитической в полуплоскости $z > -H$, но не периодической функцией. Но так как все трансформированные значения исходной функции восстанавливаются в каждом скользящем интервале $(-L, L)$ только для центральной точки $X = \xi = 0$, то на этом интервале функцию $H_e(S)$ можно приближенно, но с нужной степенью точности рассматривать как часть периодической функции с периодом $2L$.

Представление функции $F(x, z)$ рядом Фурье (22) полностью совпадает с представлением функции $H_e(S)$ на отрезке $(-L, L)$. Если функция $H_e(S)$ на текущем скользящем интервале $(-L, +L)$ имеет на граничной прямой $z = -H$ по крайней мере одну особую точку, то функционал $S(x, z)|_{x_K = \xi_K = 0}$ (20) достигает максимума в точке $(\xi_K = 0, z = -H)$.

Поэтому для определения параметра H в каждом скользящем интервале $(-L, L)$ с помощью функционала $S(x, z)|_{x = \xi = 0}$ мы можем пользоваться упрощенной методикой, изложенной в работах Страхова [1971, 1972], строя в каждой текущей точке ξ_K графики функционала $S(\xi_K, z)$ для различных z , а не карты изолиний по некоторой сетке узлов (x, z) .

Так как функция $H_e(S)$ на произвольном интервале $(-L, L)$ может иметь несколько особых точек, имеющих свой параметр H (случай, когда магнитоактивный слой имеет сложный рельеф), то значение параметра $H_{\xi_K}(\xi_K = 0)$, определенного по соотношению (20) будет отражать некоторое среднее расстояние от поверхности наблюдений до особых точек, отнесенное к центральной точке рассматриваемого скользящего интервала. Тогда совокупность значений $h_{cp}(\xi)$ по всем ответным точкам профиля будет представлять некоторую среднюю глубину до поверхности магнитоактивного слоя. Но с помощью функционала $S(x, z)$ мы определяем лишь ближайшие к оси Ox особые точки, следовательно, значения средних глубин будут смещаться к наиболее близким к поверхности особым точкам. Отметим важное свойство функционала $S(x, z)$: определение координат $h_{cp}(\xi)$ не зависит от угла наклона вектора намагниченности источников.

3. Рассмотрим теперь функционал $W(x, z)$. Примем следующие допущения о строении магнитоактивного слоя. Пусть верхняя граница слоя кусочно-линейная, а сам слой есть совокупность однородно намагниченных блоков земной коры с вертикальными гранями. И пусть $x_{o,t}$ и $h_{o,t}$ представляют собой горизонтальные координаты и глубины залегания особых точек поля — контактов блоков с различной намагниченностью и угловых точек рельефа слоя. В этом случае наблюдаемое поле $\Delta T_\delta(x, 0)$ будет порождаться P однородно намагниченными многоугольниками с N вершинами. Обозначим через $\sigma_\nu = \xi_\nu + i \zeta_\nu$ вершины многоугольников, причем если одна и та же вершина принадлежит более чем одному многоугольнику, то она рассматривается только один раз.

На основании уже полученных результатов [Цирульский, 1963; Страхов, 1975] эффективная комплексная напряженность магнитного поля будет определяться следующим выражением:

$$H_e(S) = \sum_{\nu=1}^N K_{\nu} \ln(\sigma_{\nu} - S), \quad (25)$$

где N — общее число вершин; K_{ν} — постоянные, зависящие от геометрии и намагниченности многоугольников; σ_{ν} — аффиксы особых точек; $S = x + iz$ — координаты точки на профиле. Найдем производные функции $H_e(S)$ по S и рассмотрим отношение

$$W^*(x, z) = \frac{H_e''(S)}{H_e'(S)} = - \frac{\sum_{\nu=1}^N \frac{K_{\nu}}{\sigma_{\nu} - S}}{\sum_{\nu=1}^N \frac{K_{\nu}}{(\sigma_{\nu} - S)^2}} \quad (26)$$

Функция $W^*(x, z) = [\ln H_e'(S)]$ является логарифмической производной функции $H_e(S)$ [Пчелкин, 1973]. Пусть точка σ_{ν_0} является нулем функции $H_e(S)$, тогда вычет $\text{Res } W^*(x, z) = 1$. Если точка σ_{ν_0} — полюс, то $\text{Res } W^*(x, z) = -1$. Очевидно, что функция $W^*(x, z)$ будет мероморфной и в окрестности особой точки может быть представлена рядом Лорана с главными частями вида $\frac{1}{\sigma_{\nu} - S}$. Тогда функцию $W^*(x, z)$,

имеющую особенности с заданными главными частями, можно представить, разделив действительную и мнимую части, в виде

$$W(x, z) = \text{Im} \frac{H_e''(S)}{H_e'(S)} = - \sum_{\nu=1}^N \frac{\zeta_{\nu} - z}{(\xi_{\nu} - x)^2 + (\zeta_{\nu} - z)^2} + \sum_{q=1}^{N-1} \frac{\zeta_q - z}{(\xi_q - x)^2 + (\zeta_q - z)^2}, \quad (27)$$

где q — нули функции $H_e(S)$; $\forall \zeta_{\nu} < 0$.

Исследуем поведение функции $W(x, z)$ в окрестности особых точек. Пусть точка σ_{ν_0} — граница блоков с разной намагниченностью или угловая точка рельефа с координатами $(\xi_{\nu_0}, \zeta_{\nu_0})$, полюс функции $W(x, z)$. Пусть нам известна функция $W(x, z)$ на некотором уровне $z = z_{\text{опт}}$, таком, что расстояние $|z_{\text{опт}} - H| = \zeta_{\nu_0}$ мало (H — расстояние до точки σ_{ν_0} от поверхности наблюдений). И пусть расстояние $z_{\text{опт}}$ известно. Переместим начало координат в точку $x = \xi_{\nu_0}$, $\zeta_{\nu_0} = \zeta_{\nu_0}$, положив $z = 0$. Функция $W(x, z)$ в окрестности точки σ_{ν_0} имеет вид

$$W(x, z) = - \frac{\zeta_{\nu_0}}{(\xi_{\nu_0} - \xi_{\nu_0})^2 + \zeta_{\nu_0}^2} + \frac{\zeta_q}{(\xi_q - \xi_{q_0})^2 + \zeta_q^2}. \quad (28)$$

Рассмотрим поведение этой функции. Ясно, что в точке σ_{ν_0} при $\xi_{\nu_0} \rightarrow \xi_{\nu_0}$, $|\xi_{\nu_0} - \xi_{\nu_0}| \rightarrow 0$. Так как ζ_{ν_0} мало, для точки σ_{ν_0} разность $|\xi_q - \xi_{\nu_0}| \gg \zeta_q$. Поэтому в точке σ_{ν_0} вклад второго слагаемого будет очень мал и им можно пренебречь. Если точка σ_{ν_0} является полюсом

функции $W(x, z)$, то $\xi_{\nu_0} < 0$. В окрестности точки σ_{ν_0} справедливо приближенное представление

$$W(x, z) |_{\sigma_{\nu_0}} \approx \frac{1}{\xi_{\nu_0}}. \quad (29)$$

Кроме того, так как σ_{ν_0} — полюс, то $\lim_{\sigma_{\nu} \rightarrow \sigma_{\nu_0}} W(x, z) \rightarrow +\infty$. Иначе го-

воря, если нам известны значения функции $W(x, z)$ на некотором уровне $z_{\text{опт}}$ вблизи особенностей функции $H_e(S)$, то абсциссы положения локальных положительных максимумов $W(x, z)$ совпадут с абсциссами искомым точек $x_{0, \tau}$, а значения функции в этих точках приближенно равны обратным величинам глубин.

Таким образом, используя график значений функционала $W(x, z)$, мы можем определить координаты особых точек магнитоактивного слоя, отвечающего принятой модели. Очевидно, что сказанное выше будет справедливо только тогда, когда мы знаем значение функции $W(x, z)$ на таком расстоянии $z_{\text{опт}}$ от каждой из интересующих нас особенностей функции $H_e(S)$, что влияние близлежащих особых точек мало и им можно пренебречь. Но если особенности расположены близко и поле на поверхности наблюдения задано по редкой сети, мы получим ошибочный результат. Ясно, что в общем случае расстояние $z_{\text{опт}}$ в различных участках ответного профиля будет различным и рельеф уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$ будет криволинейным.

Функцию $W(x, z)$ назовем картировочной функцией. Методика расчета

такова: для каждой текущей точки $\xi = \left\{ x_K \right\}_{M+1}^{P-M-2}$ на достаточно близком к границе Γ раздела вода—земная кора криволинейном уровне с расстоянием $z_{\text{опт}}(\xi_K)$ от поверхности наблюдений в каждой точке ξ_K вычисляем значения картировочной функции $W(x, z)$. Координаты особых точек $x_{0, \tau}$ и $h_{0, \tau}$ определяем из следующих соотношений:

$$x_{0, \tau} = \arg \max W(\xi_K, z), \quad h_{0, \tau} = z_{\text{опт}}(\xi_K) + \frac{1}{W(x_{0, \tau}, \xi)} \quad (30)$$

Отметим важное свойство картировочной функции $W(x, z)$ — определение координат особых точек $x_{0, \tau}$, $h_{0, \tau}$ не зависит от угла наклона вектора намагничивания источников.

Но для практического нахождения координат $x_{0, \tau}$ и $h_{0, \tau}$ необходимо знание высоты уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$ для всего ответного интервала профиля. Определение рельефа этого уровня может быть также формализовано.

При реализации формализованной методики картирования кровли магнитоактивного слоя в океане мы исходили из того, что применение функционала $S(x, z)$ позволяет получить лишь средние оценки глубины до кровли магнитоактивного слоя, а использование картировочной функции позволяет получать более точные результаты. В самом деле, для практических расчетов нам достаточно рассмотреть два случая: а) когда мы располагаем некоторой априорной информацией, например сведениями о рельефе дна или рельефе акустического фундамента и т.д., который может либо совпадать, либо быть эквидистантным рельефу верхней

поверхности магнитоактивного слоя; б) когда такая информация отсутствует.

Рассмотрим оба случая подробнее.

а) Рельеф уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$ для расчета функционала $W(x, z)$ эквидистантен априори известному рельефу. Требуется определить искомое превышение Δz из возможного диапазона $-n\Delta z \leq \Delta z \leq n\Delta z$, которое будем называть $\Delta z_{\text{опт}}$.

Методика расчета. 1. Для ряда равноотстоящих $z = \text{const}$ из интервала, заведомо охватывающего области, содержащие источники, с помощью функционала $S(x, z)$ находим значения средних глубин $h_{\text{ср}}(\xi)$.

2. Для набора криволинейных уровней, эквидистантных известному рельефу, рассчитываем значения функционала $W(x, z)$ и определяем соответствующий набор координат $x_{0.T}$ и $h_{0.T}$.

3. Обозначим через $z_p(\xi)$ глубину рельефа априори известной границы, а через K_i — число положительных локальных максимумов функционала $W(x, z)$ на каждом из криволинейных уровней $z_i(\xi) = z_p(\xi) + i\Delta z$, $-n \leq i \leq n$, n — целое. Тогда искомое расстояние $\Delta z_{\text{опт}}$ будем определять по соотношению

$$\Delta z_{\text{опт}} = \arg \min_i \Delta h_u(x_{0.T}, i\Delta z), \quad (31)$$

где

$$\Delta h_u(x_{0.T}, i\Delta z) = \frac{1}{K_i} \sum_{j=1}^{K_i} |i\Delta z + h_{0.T}^{(j)} - h_{\text{ср}}(x_{0.T})|. \quad (32)$$

После отыскания величины $\Delta z_{\text{опт}}$ рельеф оптимального уровня для вычисления картировочной функции $W(x, z)$ будем находить как $z_{\text{опт}}(\xi) = z_p(\xi) + \Delta z_{\text{опт}}$.

б) Объем априорной информации минимален: известен лишь возможный диапазон глубин залегания кровли магнитоактивного слоя в океане.

Методика расчета. 1. Действуя так же как и в предыдущем случае, находим значения средних глубин $h_{\text{ср}}(\xi)$.

2. Для набора равноотстоящих уровней $z_i = \text{const}$, $i = 1(1)n$ из этого же интервала возможных глубин находим значения $W(x, z)$ на каждом из уровней и определяем координаты $x_{0.T}$ и $h_{0.T}$.

3. Рассматриваем лишь те точки ξ_K ответного интервала, где значения функционала $W(x, z)$ достигают локального положительного максимума для набора уровней z_i , т.е. $\xi_K^{(i)} = x_{0.T}$. Ординаты искомого уровня определяем только для точек с абсциссами $\xi_K^{(i)} = x_{0.T}$ из набора соответствующих $h_{0.T}^{(i)}$, пользуясь соотношением

$$z_{\text{опт}}(\xi_K) \Big|_{\xi_K^{(i)} = x_{0.T}} = \arg \min_i h_u(x_{0.T}, z_i), \quad (33)$$

где

$$h_u(x_{0.T}, z_i) = |z_i + h_{0.T}^{(i)} - h_{\text{ср}}(x_{0.T})|. \quad (34)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше неоднократно отмечалось, что основным недостатком существующих методов интерпретации гидромагнитных данных является то, что их основу составляет существующая гипотеза о строении изучаемой среды. Однако привлечение тех или иных гипотез или моделей об изучаемой среде неизбежно при построении математических методов интерпретации геофизических данных. Вопрос состоит в том, в какой мере они используются в методиках.

В нашей постановке при решении задачи фильтрации и при линейном трансформировании поля, т.е. вплоть до решения картировочной задачи, никакие гипотезы о строении изучаемой среды не привлекаются. Сделанное допущение, что магнитоактивный слой представляет собой совокупность однородно намагниченных блоков земной коры с вертикальными границами раздела, полностью не используется. Ведь для картирования его кровли, по существу, достаточно, чтобы это условие выполнялось в точках, принадлежащих границе Γ раздела вода-земная кора. Таким образом, предполагается существование таких точек, принадлежащих кровле магнитоактивного слоя в океанах, координаты которых мы отыскиваем и которые являются либо угловыми точками его рельефа, либо точками контактов участков слоя с различной интенсивностью намагничивания. Не вызывает сомнения то, что эти точки реально существуют. Очевидно, что сделанное нами в рамках концепции особых точек допущение является весьма общим по отношению не только к гипотезе спрединга, но и ко многим другим геологическим гипотезам о строении изучаемой среды. Поэтому можно ожидать, что разработанная методика будет давать объективные результаты.

Отметим, что реализованные принципы и подходы при разработке специализированной методики интерпретации являются достаточно общими и в различной степени применяются при интерпретации результатов наземных съемок. Методологическое их значение при решении задач разведочной геофизики рассмотрено в работе Страхова [1977а]. Однако использование этих принципов и подходов, а также разработка специальных вычислительных приемов при обработке и количественной интерпретации данных морских магнитных съемок, обладающих существенной спецификой, являются, несомненно, значительным шагом вперед. Сформулируем их.

Установлена объективность и целесообразность подхода, базирующегося на реальной модели наблюдаемого поля в форме аддитивной суммы полезного сигнала и помехи и основанного на решении обратной задачи потенциала и применении процедур трансформирования поля.

Задачу трансформирования следует решать по оптимально отфильтрованным значениям наблюдаемого поля, что позволяет упростить и формализовать ее решение.

Наиболее универсальным подходом к решению этой задачи, позволяющим учесть специфику морских съемок и имеющуюся априорную информацию, является аппроксимационный. Задачу оптимальной по отношению к входным данным фильтрации целесообразно рассматривать как задачу нахождения оптимальной аппроксимации, решая ее с учетом известных свойств полезного сигнала и помехи, отыскивая решение с помощью дискриминантных функционалов. Такой подход позволяет применять различные виды аппроксимации в комплексе с методом аналитического

продолжения, используя при этом единый математический аппарат для анализа и синтеза информации. Конструктивно это реализовано в принципах "локальной аппроксимации" и "расчетов по вертикали", которые естественным образом сочетаются с численным методом решения задачи, методом скользящего интервала и принципом одновременного расчета многих функционалов от поля в фиксированной точке. При расчетах линейных трансформант поля используется аппроксимация поля аналитическими функциями, а при вычислении нелинейных — аппроксимации целыми аналитическими и дробно-рациональными функциями. Экономичность вычислительной схемы достигнута применением специально разработанной процедуры скользящего анализа Фурье, используемой для расчета всех трансформант поля.

Главным результатом такого подхода является разработка важнейших для интерпретации морских геомагнитных данных процедуры аналитического продолжения поля и расчета его трансформант на криволинейных уровнях вблизи источников и процедуры формализованного решения задачи картирования кровли магнитоактивного слоя в океане.

ЛИТЕРАТУРА

- Бахвалов Н.С.* Численные методы. М.: Наука, 1973. Т. 1. 631 с.
- Березкин В.М.* Метод аналитического продолжения вертикального градиента силы тяжести для изучения распределения возмущающих масс в толще земной коры. — Изв. вузов. Геология и разведка, 1968, № 12, с. 13—30.
- Валяшко Г.М.* Решение задачи фильтрации геофизических данных на ЭВМ. — В кн.: Комплексные исследования в Мировом океане. М.: ВИНТИ, 1975а, с. 242—243.
- Валяшко Г.М.* Новый алгоритм фильтрации геофизических данных. — Океанология, 1975б, 15, № 5, с. 37—47.
- Валяшко Г.М., Страхов В.Н.* Методика оперативной интерпретации данных морских магнитных съемок. Рукопись депонирована в ВИНТИ, 21.08.77, № 4022—77 Деп.
- Волчков Б.А.* О влиянии погрешности привязки на точность магнитной съемки. — Геомагнетизм и аэрономия, 1973, 18, № 2, с. 84—87.
- Гладкий К.В.* Гравиразведка и магниторазведка. М.: Недра, 1967, 307 с.
- Глэско В.Б., Створостяко В.И.* Регуляризирующий алгоритм решения системы нелинейных уравнений в обратных задачах геофизики. — Изв. АН СССР. Физ. Земли. 1976, с. 50—53.
- Иванов В.К.* О линейных некорректных задачах. — ДАН СССР, 1962, 145, № 2, с. 120—124.
- Иванов В.К.* О некорректно поставленных задачах. — Мат. сб., 1963, 61, вып. 2.
- Карманов В.Г.* Математическое программирование. М.: Наука, 1975. 137 с.
- Крылов В.И., Кругликова Л.Г.* Справочная книга по численному гармоническому анализу. М.: ГОНТИ, 1968. 210 с.
- Лаврентьев М.М.* О некорректных задачах математической физики. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1962. 286 с.
- Ланс Д.Н.* Численные методы для быстродействующих вычислительных машин. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 125 с.
- Маркушевич А.И.* Теория аналитических функций. М.: Гостехиздат, 1950. 703 с.
- Масленникова А.И.* Нелинейный метод определения глубины залегания возмущающихся тел по магнитным и гравитационным аномалиям. — В кн.: Региональная, разведочная и промысловая геофизика. М.: ВИЗМС, 1971, № 77, с. 21—38. (Экспресс-информация).
- Мелихов В.Р., Мирлин Е.Г., Узлов Б.Д., Шрейдер А.А.* Оценка распределения магнито-возмущающих тел в коре глубоководной котловины Черного моря с помощью трансформации в нижнее полупространство. — В кн.: Морская геология и геофизика. Л.: Недра, 1971, вып. 2, с. 48—53.

- Морозов В.А.* О регуляризации некорректно поставленных задач и выборе параметра регуляризации. — Журн. вычислит. мат. и мат. физ., 1966, 6, № 1, с. 10—17.
- Морозов В.А.* О принципе оптимальности невязки при приближенном решении уравнений с нелинейными операторами. — Журн. вычислит. мат. и мат. физ., 1974, 14, № 2, с. 34—43.
- Пчелкин Б.К.* Специальные разделы высшей математики. М.: Высшая школа, 1973. 460 с.
- Старостенко В.И.* Регуляризирующие алгоритмы нелинейного программирования. — В кн.: Проблемы физики Земли на Украине. Киев: Наукова думка, 1975, с. 50—53.
- Страхов В.Н.* Определение некоторых основных параметров намагниченных тел по данным магнитных наблюдений. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1956, № 2, с. 47—61.
- Страхов В.Н.* Опыт интерпретации магнитных аномалий в вертикальной плоскости. — Прикл. геофизика, 1960. № 27, с. 28—39.
- Страхов В.Н.* Теория построения вычислительных схем для трансформаций потенциальных полей (магнитных и гравитационных аномалий). — В кн.: Дополнительные главы по курсу гравиметрии и магниторастворки. Новосибирск: НГУ, 1966, с. 297.
- Страхов В.Н.* К теории интерпретации магнитных и гравитационных аномалий на основе аналитического продолжения. — ДАН СССР 1967, 176, № 5, с. 49—53.
- Страхов В.Н.* Методы построения вычислительных схем для трансформаций потенциальных полей. — В кн.: Справочник геофизика. М.: Недра, 1968, т. 5, с. 512.
- Страхов В.Н.* Теория приближенного решения линейных некорректных задач в гильбертовом пространстве и ее использование в разведочной геофизике. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1969, № 8, 9, с. 47—60.
- Страхов В.Н.* Об определении особых точек потенциальных полей на основе нелинейных преобразований. — Геофиз. сб., 1970, вып. 35, с. 71—90.
- Страхов В.Н.* Определение особых точек двумерных потенциальных полей на основе аппроксимации целыми аналитическими функциями экспоненциального типа конечной степени. — Прикл. геофизика, 1971, вып. 64, с. 33—54.
- Страхов В.Н.* Методы определения особых точек потенциальных полей на основе аппроксимации целыми функциями конечной степени. — Прикл. геофизика, 1972, вып. 65, с. 24—40.
- Страхов В.Н.* О состоянии и проблемах линейного анализа потенциальных полей. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1974, № 8, с. 21—38.
- Страхов В.Н.* К теории логарифмического потенциала при переменной плотности возмущающих масс. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1975, № 12, с. 16—27.
- Страхов В.Н.* Об аналитическом продолжении трехмерных потенциальных полей, заданных по профилям, по формулам плоской задачи. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1976, № 6, с. 25—39.
- Страхов В.Н.* К теории фильтрации и трансформирования потенциальных полей при наличии априорной информации о помехах во входных данных. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1977а, № 3, с. 24—45.
- Страхов В.Н.* О новом этапе в развитии теории интерпретации гравитационных и магнитных аномалий. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1977б, № 12, с. 13—27.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* О проблеме выбора параметра регуляризации при решении линейных некорректных задач. — ДАН СССР, 1976а, 228, № 1, с. 128—132.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* О методах регуляризации линейных некорректных задач с учетом априорной информации о свойствах помех во входных данных. — ДАН СССР, 1976б, 228, № 2, с. 338—342.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* Об одном методе обработки данных гидромагнитных съемок. — В кн.: Магнитные аномалии земных глубин. Киев.: Наукова думка, 1976в, с. 210—226.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* О решении линейных некорректных задач гравиметрии с учетом априорной информации о помехе. — Рукопись депонирована в ВИНТИ, 10.08.76, № 3053—76 Деп.
- Страхов В.П., Валяшко Г.М.* Об эффективности алгоритмов фильтрации, построенных с учетом априорной информации и свойствах помех во входных данных. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1977а, № 6, с. 38—52.

- Страхов В.Н., Валяшко Г.М. Методика оперативной интерпретации данных гидромагнитных съемок в океане. — ДАН СССР, 19776, 235, № 1, с. 67—71.
- Страхов В.Н., Лапина М.И., Мирлин Е.Г. О возможной природе магнитных аномалий рифтовой зоны Атлантического океана. — В кн.: Океанологические исследования. М.: Наука, 1974, с. 68—89.
- Тихонов А.Н. О решении некорректно поставленных задач. — ДАН СССР, 1963а, 151, № 3, с. 49—53.
- Тихонов А.Н. О регуляризации некорректно поставленных задач. — ДАН СССР, 1963б, 153, с. 501—505.
- Тихонов А.Н. Об устойчивых методах суммирования рядов Фурье. — ДАН СССР, 1964, 156, № 1, с. 47—51.
- Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974, 237 с.
- Хемминг Р.В. Численные методы. М.: Физматгиз, 1972. 400 с.
- Цирульский А.В. О некоторых свойствах комплексного логарифмического потенциала однородной области. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1963, № 7, с. 9—17.
- Cleynow S.W. A note on the summation of Chebyshev series. — Math. Tables Aids Comput., 1955, 118, N 9, p. 38—46.
- McKenzie D.P., Sclater J.G. The evolution of the Indian ocean since the late Cretaceous. — Geophys. J. Roy. Astron. Soc. London, 1971, 25, p. 437—528.
- Parker R.L. The rapid calculation of potential anomalies. — Geophys. J., Roy. Astron. Soc. London, 1973, 31, p. 447—455.
- Parker R.L., Huestis. The inversion of magnetic anomalies in the presence of topography. — J. Geophys. Res., 1974, 79, p. 1587—1593.
- Phillips D.Z. — J. Assoc. Comput. Mach., 1962, 9, N 1, p. 320—321.
- Schouten H., McCamy K. Filtering marine magnetic anomalies. — J. Geophys. Res., 1972, 77, p. 7089—7099.
- Spies F.N., Mudie J.D. Small scale topographic and magnetic features. — In: The Sea. N.Y., 1970, 4, p. 205—250.
- Talwani M., Heirtzler J.R. Computation of magnetic anomalies carried by two-dimensional structures of arbitrary shape. — Computersing in the mineral industries. — Stanford Univ. Publ., Geol. Ser., 1964, 9, p. 464—480.
- Vine F.A., Matthews D.H. Magnetic anomalies over oceanic ridges. — Nature, 1963, 199, N 947, p. 2130—2137.

УДК 550.838

Г.М. Валяшко

МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

ВВЕДЕНИЕ

Работы по изучению пространственно-временной структуры аномально-го магнитного поля над океанами в последние 15 лет развивались в двух тесно связанных между собой направлениях.

Во-первых, это комплексные региональные геофизические исследования, одной из задач которых является картирование и датирование линейных магнитных аномалий. Благодаря этим исследованиям появилась и быстро развивается концепция тектоники литосферных плит, позволяющая количественно в пространстве и во времени восстанавливать историю развития океанов.

Во-вторых, это детальное комплексное изучение природы отдельных магнитных аномалий и соответствующих участков магнитоактивного слоя в океане. В первую очередь сюда относятся работы по изучению состава, физических свойств и палеомагнетизма драгированных образцов и кернов, полученных в результате бурения в океане. Сбор образцов и бурение проводятся на ограниченных площадях (полигонах), обычно хорошо обеспеченных подробной батиметрической, сейсмоакустической и гидромагнитной съемками, а также другими видами геофизических работ, что позволяет осуществить комплексный подход к изучению магнитных аномалий.

В настоящее время существуют два подхода к изучению тонкой структуры аномального магнитного поля в океанах, позволяющих находить связи между наблюдаемыми локальными аномалиями магнитного поля и их источниками. Первый из них осуществляется с помощью специальной аппаратуры для придонных гидромагнитных съемок [Spiess, Mudie, 1970]. Непосредственная близость съемочного профиля к источникам позволяет использовать данные таких съемок для изучения распределения намагниченности в магнитоактивном слое [Parker, Huestis, 1974]. Эффективность такого подхода к изучению природы локальных магнитных аномалий проиллюстрирована в работах [Atwater, Mudie, 1973; MacDonald, 1977]. Однако при интерпретации этих данных возникают определенные трудности из-за присутствия весьма интенсивной высокочастотной компоненты, имеющей геологическую природу.

Второй подход — это применение специальных методик интерпретаций к обработке результатов обычных (на уровне моря) магнитных съемок. Первый и успешный опыт таких работ уже существует [Мелихов и др., 1972; Страхов и др., 1974]. Отметим лишь некоторые его отличия от предыдущего. Он не требует применения специального дорогостоящего оборудования, является экономически эффективным, общедоступным, оперативным и позволяет обрабатывать результаты ранее выполненных съемок, объем которых весьма значителен.

Настоящая работа посвящена опробованию такой специализированной методики интерпретации на модельных и практических примерах и выяснению ее эффективности для решения следующих задач: изучения тонкой структуры аномального магнитного поля, районирования поля, выделения, трассировки и идентификации аномалий, картирования, кровли магнитоактивного слоя в океане и ряда вопросов, связанных с выбором места заложения скважин глубоководного бурения. Мы будем пользоваться обозначениями и терминологией, введенной в статье Г.М. Валяшко (наст. сборник, с. 60) и в работах Страхова, Валяшко [1976а, в; 1977а, б], Валяшко, Страхова [1977], Валяшко и др. [1976].

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРОБОВАНИЯ МЕТОДИКИ ЛИНЕЙНОГО И НЕЛИНЕЙНОГО ТРАНСФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЯ НА МОДЕЛЬНЫХ И ПРАКТИЧЕСКИХ ПРИМЕРАХ

* 1. Анализ результатов начнем с рассмотрения одной из важнейших линейных трансформаций — аналитического продолжения аномальных магнитных полей в нижнее полупространство. Остановимся на двух вопросах: аналитическом продолжении в горизонтальный слой (граница Γ — кровля магнитоактивного слоя — горизонтальна) и аналити-

ческом продолжении на криволинейные уровни (граница Γ — кусочно-линейная и совпадает с рельефом кровли слоя).

Методика всех модельных расчетов была следующей. В модельное поле на уровне $z = \text{const} = 0$ вносилась случайная помеха с заданной дисперсией. По изложенной в предыдущей статье методике с помощью корреляционного дискриминатора в априори заданном интервале $(-\sigma, +\sigma)$ определялась величина $\sigma_{\text{опт}}$ и выбиралось соответствующее сглаженное представление $\Delta T_{\delta}(\sigma_{\text{опт}})$, полученное с помощью регуляризующего семейства $S_N^{(\infty)}$. Затем решались задачи линейного и нелинейного трансформирования полученных сглаженных представлений модельного поля и анализировались среднеквадратические оценки разности между модельными и рассчитанными трансформантами.

Рассмотрим еще один вопрос, важный для изложения результатов опробования. Каким образом выбирать полудлину скользящего интервала L ? Разработать формализованный способ определения величины $L_{\text{опт}}$ не удалось, так как величина L зависит прежде всего от характера обрабатываемого поля. Поэтому мы ограничились весьма простым но достаточно эффективным способом. Исходя из общих соображений, можно заметить, что с ростом L зависимость точности аппроксимации от величины L стремится к некоторому предельному значению. Используя это свойство при восстановлении модельной функции в узлах ответной сетки, мы установили, что при обработке данных гидромагнитных съемок величину $L_{\text{опт}}$ достаточно брать равной 10–15 глубин дна. Но при обработке данных полигонных съемок, когда длина исходных профилей ограничена, значительная величина L приводит к потере информации (уменьшению ответной части при использовании методики скользящего интервала), и обычно в таких случаях профиль продолжают за пределы полигона экстраполяцией "на глаз". Оценка потери точности в этих случаях крайне важна и приводится ниже.

Рассмотрим модельный пример, который хорошо имитирует характер аномального магнитного поля в океане. Был взят горизонтальный пласт с глубиной залегания верхней кромки $z_1 = 4$ км и нижней кромки $z_2 = 8$ км с известным распределением намагниченности по закону $I(\xi) = I_x(\xi) + I_z(\xi)$ и были рассчитаны модельные поля на горизонтальных уровнях $z = 0$, $z = -3$, $z = -3,75$ км. В связи с тем, что вычисления значений модельного поля ΔT_a на указанных уровнях выполнены на профилях, не достаточно длинных для расчетов по методике скользящего интервала, графики ΔT_a на периферийных участках на уровнях $z = 0$ и -3 км дополнительно экстраполировались на глаз. В модельное поле на этих уровнях вносилась случайная помеха и осуществлялся последовательный пересчет с уровня $z = 0$ на уровень $z = -3$ км, а с него — на уровень $z = -3,75$ км. При расчетах величина интервала L была взята равной $L_{\text{опт}} = 50$ км, $\Delta x = 0,5$ км (рис. 1). Оценки точности решения задач аналитического продолжения приведены в таблице и соответствуют интервалу AB , в пределах которого влияние экстраполяции на концах профилей не сказывается (см. рис. 1). Но при увеличении ответного интервала на 20% от $2L$, иначе говоря, при подключении к ответному интервалу отрезков, в которых заведомо сказался эффект экстраполяции исходных значений ΔT_a , точность расчетов ухудшается на 6–10%.

На рис. 2 приведены результаты аналитического продолжения модельного поля ΔT_a , рассчитанного специально для опробования по методике

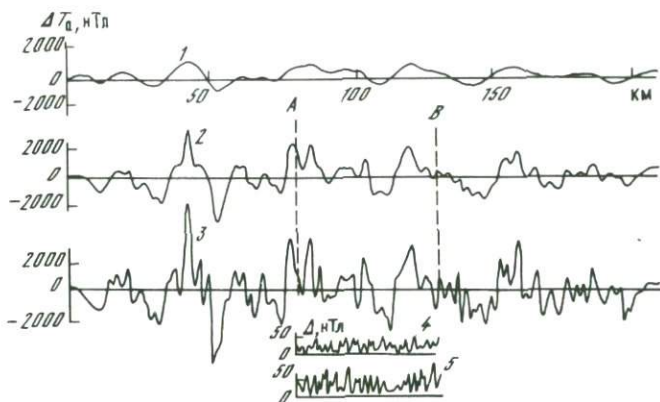


Рис. 1. Результаты аналитического продолжения в горизонтальный слой (модель Т-0)

1-3 — значения модельного поля соответственно на уровнях $Z = 0, -3$ и $-3,75$ км; 4, 5 — кривые разности $\Delta = |T_{\text{мод}} - T_{\text{выч}}|$ для уровней $z = -3$ и $-3,75$ км соответственно; А, В — границы интервала, внутри которого влияние экстраполяции исходных данных не сказывается

скользящего интервала, т.е. достаточной длины на периферийных участках модели. На рис. 2 и всех последующих приводится только ответная часть профилей. Модель Т-13 состоит из набора прямоугольных т.глубинной залегания верхней кромки $z_1 = 5$ км и нижней кромки $z_2 = 10$ км. Угол наклона вектора намагничивания брался равным $B = \pm 45^\circ$. Пересчет поля осуществлялся уже непосредственно с уровня $z = 0$ на уровень $z = -4,0$ км, $L_{\text{опт}} = 100$ км, $\Delta x = 0,5$ км.

Анализ полученных оценок, приведенных в таблице, показал, что решение задачи аналитического продолжения на горизонтальные уровни $z = \text{const}$ по методике скользящего интервала является высокоточным. Примененный метод выбора $N(\sigma_{\text{опт}})$ — степени аппроксимирующего полинома — обеспечивает весьма точное решение задачи, а принцип "расчетов по вертикали" весьма плодотворен и может быть положен в основу расчетов в условиях сильно расчлененного рельефа границы Г.

В самом деле, совсем не обязательно брать значение $z(\xi)$ для фиксированных уровней $z = \text{const}$. Уровень пересчета может быть криволинейным. Экспериментально было установлено, что погрешность решения задачи аналитического продолжения начинает существенно зависеть от углов наклона поверхности магнитоактивного слоя к горизонту при их величине, превышающей 20° . При этом предполагалось, что шаг задания модельных функций в 2-4 раза меньше вертикальных и горизонтальных размеров локальных источников, входящих в модель. Но при углах, не превышающих $12-15^\circ$, погрешность трансформаций в основном определяется конечностью аппроксимаций. Поэтому все модели, которые будут рассмотрены ниже, конструировались таким образом, чтобы углы наклона рельефа магнитоактивного слоя не превышали 15° . Отметим тот факт, что даже в рифтовых зонах срединных хребтов, где магнитоактивный слой обычно выходит на поверхность дна, углы наклона редко превышают $20-25^\circ$ [Удинцев, 1969]. В связи с этим при современных гидромагнитных съемках, которые характеризуются высокой плотностью изме-

Средние квадратические оценки точности применения процедуры аналитического продолжения, полученные на модельных примерах

Модель	$\sigma_{\delta f}$ поме- хи, нТл	$\frac{\sigma_{\delta f} \cdot 100}{ T_{a, \max}(x, z) }$, %	Превышение над поверх- ностью моде- ли Δz , км	$\sigma_{\text{погр}}$, нТл	$\frac{\sigma_{\text{погр}} \cdot 100}{ T_{a, \max}(x, z) }$, %
T-0*	5	0,2	1,0	63	2,2
	15	0,6	1,0	109	3,9
	5	0,12	0,25	74	1,9
	15	0,36	0,25	258	6,4
	5	0,12	0,25	324	8,3
T-7	15	0,36	0,25	711	17,6
	8,37	2,37	1,0	31,3	6,39
	8,37	2,37	0,5	41,4	7,74
	7,48	2,09	1,0	28,7	5,84
	7,48	2,09	0,5	38,9	7,26
T-8	1,43	5,18	1,0	3,91	8,46
	1,43	5,18	0,5	9,8	12,03
	0,46	1,6	1,0	2,86	6,19
	0,46	1,6	0,5	8,4	10,3
T-9	0,32	0,09	1,0	24,4	4,68
	0,32	0,09	0,5	62,6	7,27
	10,4	3,15	1,0	50,5	9,7
	10,4	3,15	0,5	123,0	14,2
T-13	6,01	2,38	1,0	32,7	4,3

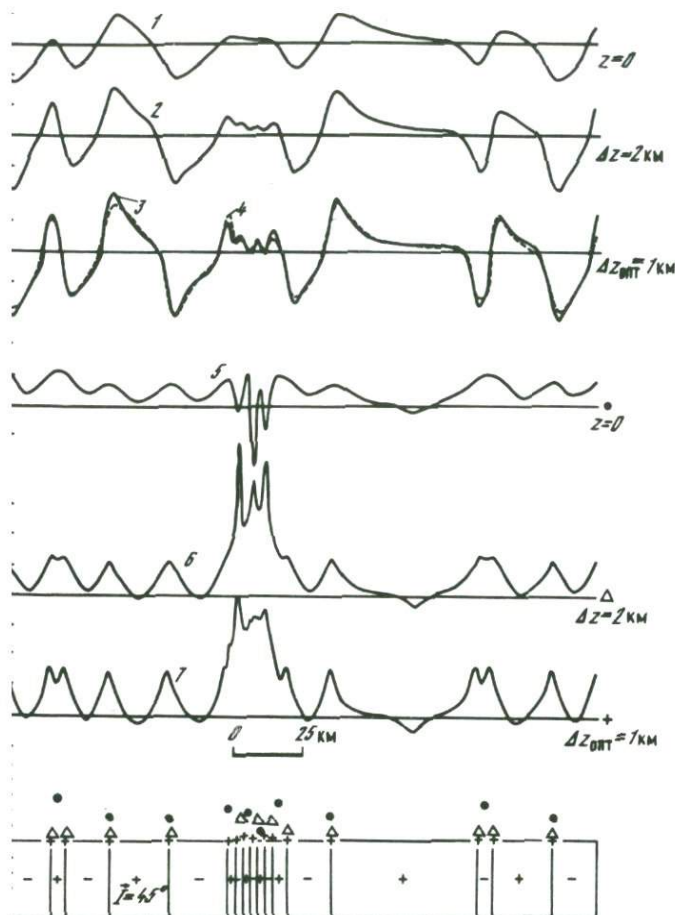
* Пересчет с уровня $z = -3$ км на уровень $z = -3,75$ км с расширением ответной части на 20% от $2L$.

рений, весьма просто выбрать такой горизонтальный масштаб для обработки, чтобы углы наклона рельефа магнитоактивного слоя не превышали $10-15^\circ$ и шаг задания поля Δx оставался достаточно частым.

Результаты расчетов и средние квадратические оценки точности решения задачи аналитического продолжения модельных полей приведены на рис. 1-6 и в таблице. Модельные поля обрабатывались по изложенной выше методике. Продолжение осуществлялось на ряд криволинейных уровней, эквидистантных рельефу границы Γ моделей с заданным превышением, равным Δz .

Рассмотрение всех полученных результатов при решении задачи линейного трансформирования позволяет констатировать следующее. Точность решения задач аналитического продолжения примерно одинакова как при продолжении на уровне $z = \text{const}$, так и на криволинейные уровни при углах наклона рельефа магнитоактивного слоя до $12-15^\circ$.

Как в случае слабых ($\sigma_{\delta f} \leq 0,01\%$), так и в случае сильных помех ($\sigma_{\delta f} \geq 5\%$) точность трансформаций остается весьма высокой и определяется, главным образом, соотношением между шагом задания поля и размерами локальных источников модели, т.е. степенью разрешенности аномалий на уровне $z = 0$. Например, несмотря на то что в поле, рассчитанное с шагом $\Delta x = 0,5$ км для модели T-0 на уровне $z = -3$ км, была внесена случайная компонента с дисперсией 0,36% и пересчет осуществлялся с уровня $z = -3$ км на уровень $z = -3,75$ км, точность продолжения

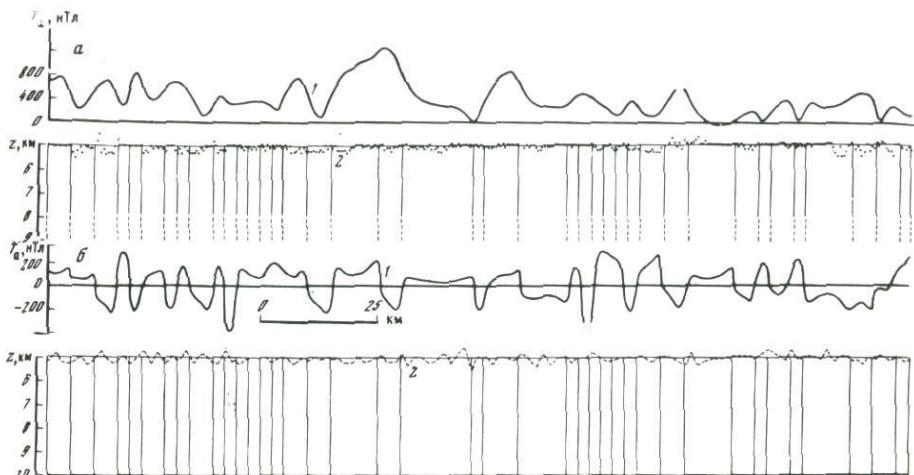


ультаты аналитического продолжения в горизонтальный слой (мо-

дели модельного поля на уровнях $z=0$, $\Delta z=2$ и $\Delta z=1$ км соответ-
 ствует результату аналитического продолжения; 5-7 — графики функционала
 ровнях $z=0$, $\Delta z=2$ и $\Delta z=1$ км соответственно; значки у горизонталь-
 ное положение координат особых точек, найденных с указанных уровней

6,4%, а для модели Т-13 при $\sigma_{\delta f} = 2,38\%$ и пересчете с уровня
 ювень $z = -4$ км точность — всего 4,3%. Аналогичная ситуация
 при пересчетах на криволинейные уровни. Наиболее показат-
 этой точки зрения являются модели Т-8 и Т-9. При величинах
 и $\sigma_{\delta f} \approx 1\%$ точность трансформаций составляет 10-12%, а для
 при $\sigma_{\delta f} \approx 2\%$ точность не превышает 8%.

кользящего интервала в сочетании с принципом расчетов "по
 обеспечивает высокую точность аналитического продолжения
 м рельефе магнитоактивного слоя с углами наклона кровли



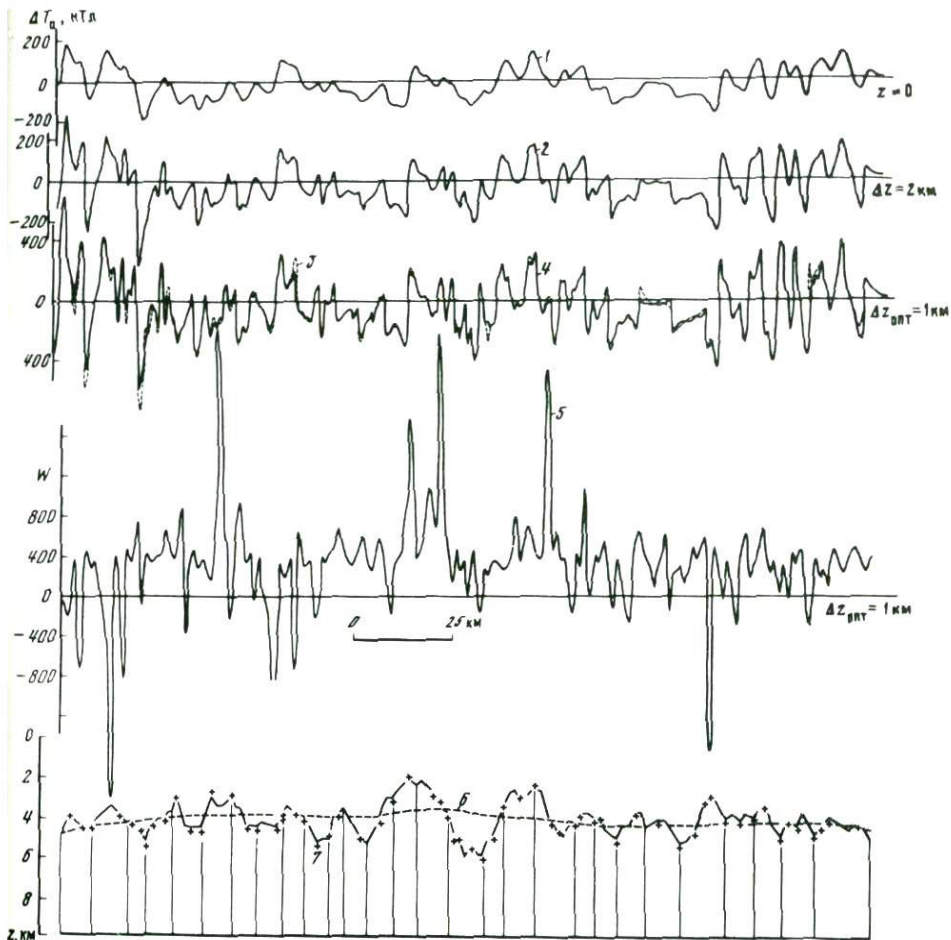
Р и с. 3. Определение глубин $h_{cp}(\xi)$ с помощью функционала $S(x, z)$
 а — модель Т-3; б — модель Т-4. 1 — значения модельного поля на уровне $z = 0$;
 2 — найденное положение глубин $h_{cp}(\xi)$

2. Перейдем к результатам нелинейного трансформирования поля и оценим эффективность функционалов $S(x, z)$ и $W(x, z)$ при решении задачи картирования кровли магнитоактивного слоя в океане. Будут, как и раньше, рассматриваться две ситуации: а) кровля слоя горизонтальна; б) кровля слоя имеет достаточно сложный рельеф, причем в обоих случаях слой состоит из ряда блоков, имеющих различное направление и интенсивность вектора намагничивания.

Начнем изложение материала с результатов, относящихся к функционалу $S(x, z)$, проиллюстрировав методику расчета на примере модели Т-3 (см. рис. 3а).

Для ряда равностоящих z из диапазона $0 \leq z \leq -10$ км, включающего области, содержащие источники ($z_1 = -5$ км, $z_2 = -\infty$), с шагом $\Delta z = 0,5$ км в каждой точке ξ_k ответного интервала вычисляем значения функционала $S(x, z)$ и находим глубину $h(\xi_k)$. Совокупность найденных глубин $h_{cp}(\xi)$ для всех ответных точек отождествляем с поверхностью магнитоактивного слоя.

Как видно из рис. 3, кровля картируется достаточно хорошо. Отдельные отклонения в определении глубин $h(\xi_k)$ от истинной связаны с тем, что применяемые аппроксимации конечны и что значение σ_{opt} определяется для всего профиля в целом, а не для каждой точки ξ_k в отдельности. Аналогичные результаты получаются и при расчетах на моделях с конечной мощностью слоя, например на модели Т-4 (см. рис. 3б). Поэтому нижняя кромка слоя существенного влияния на точность определения глубин $h_{cp}(\xi)$ не оказывает. Однако вычислительные эксперименты показали, что наличие даже простого рельефа кровли слоя существенно влияет на результаты определения глубин $h_{cp}(\xi)$ с помощью функционала $S(x, z)$. Действительно, на рис. 5 приведен модельный пример, который наиболее точно, на наш взгляд, соответствует реальной ситуации. Кровля слоя имеет достаточно сложный рельеф, углы наклона которого составляют $10-15^\circ$, и он насыщен особыми точками. График



Р и с. 4. Пример алгоритмического определения оптимального превышения уровня $\Delta z_{\text{опт}}$ над поверхностью модели (модель Т-9)

1-3 — графики модельного поля на уровнях $z=0$, $\Delta z=2$ км, $\Delta z_{\text{опт}}=1$ км соответственно; 4 — результат аналитического продолжения; 5 — график функционала $W(x, z)$ на уровне с превышением $\Delta z_{\text{опт}}=1$ км; 6 — координаты особых точек $h_{\text{ср}}(\xi)$, найденные с помощью функционала $S(x, z)$; 7 — экспериментально найденное положение координат особых точек $x_{0, \text{т}}$ и $h_{0, \text{т}}$.

$h_{\text{ср}}(\xi)$ осциллирует на краях модели, но в центральной ее части эквивалентен прямой, смещенной в сторону наиболее близких к поверхности особенностей. Это объясняется тем, что расстояние по горизонтали между экстремумами рельефа в краевых частях модели велико, а в центральных частях, где это расстояние существенно меньше, график $h_{\text{ср}}(\xi)$ эквивалентен прямой с дисперсией $\sim 0,3$ км и расстоянием от поверхности наблюдений $\sim 2-2,3$ км. Наиболее хорошие результаты были получены при расчетах на модели Т-9 (см. рис. 4). График $h_{\text{ср}}(\xi)$ представляет собой весьма плавную кривую (дисперсия не более $0,3$ км), ко-

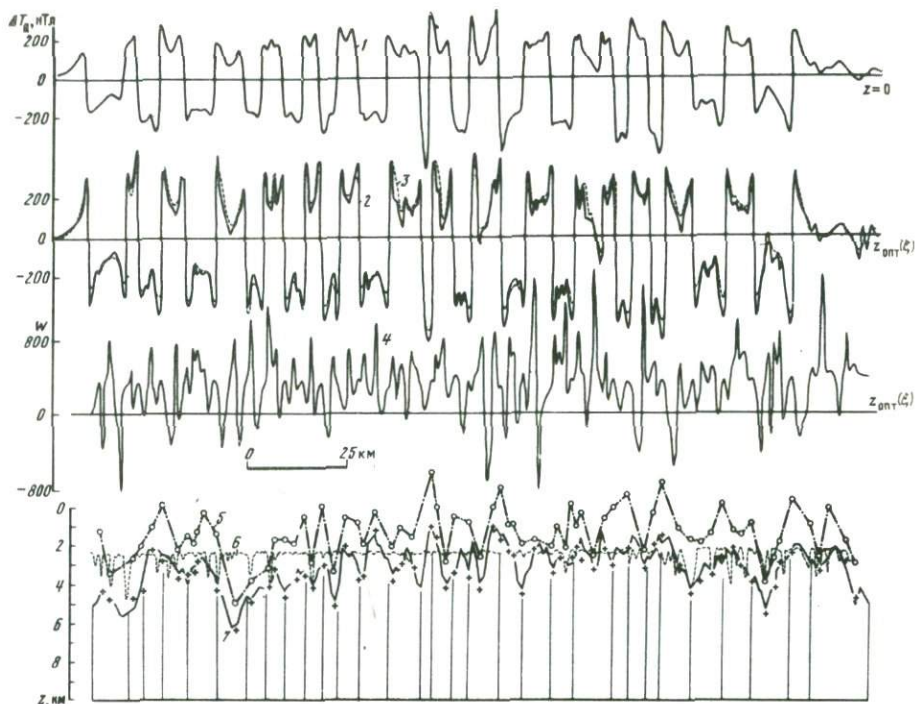


Рис. 5. Пример алгоритмического определения рельефа уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$ (модель Т-7)

1, 2 — значения модельного поля на уровнях $z=0$, $\Delta z=0,5$ км; 3 — результат аналитического продолжения; 4 — график функционала $W(x, z)$ на уровне $z_{\text{опт}}(\xi)$; 5 — найденный алгоритмически рельеф уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$; 6 — найденные положения глубин $h_{\text{ср}}(\xi)$; 7 — экспериментально определенные координаты особых точек $x_{0, \tau}$, $h_{0, \tau}$ с помощью функционала $W(x, z)$

торя естественным образом отождествляется со средним рельефом модели. Такие результаты хорошо согласуются с физическим и математическим смыслом преобразования $S(x, z)$. В самом деле, наиболее сильная особенность всегда относится к центральной точке $\xi_k = 0$ скользящего интервала и она отражает глубину до ближайшей к оси Ox особой точки в пределах этого скользящего интервала. Но так как ближайшая к оси Ox особенность может находиться, например, на краю интервала, то в центральной точке мы получаем значение $h(\xi_k)$, которое не соответствует истинному. Поэтому только в том случае, когда рельеф слоя горизонтален, получаются удовлетворительные оценки. Когда рельеф изрезан, находят лишь средние оценки глубин до его кровли $h_{\text{ср}}(\xi)$, тяготеющие к наиболее близким к поверхности участкам магнитоактивного слоя.

Перейдем к рассмотрению эффективности применения картировочного функционала $W(x, z)$ при решении задачи локализации и определения глубин до особых точек магнитоактивного слоя, с которыми мы отождествляем угловые точки рельефа его кровли и контакты участков кровли с различной интенсивностью и (или) углом наклона вектора намагничи-

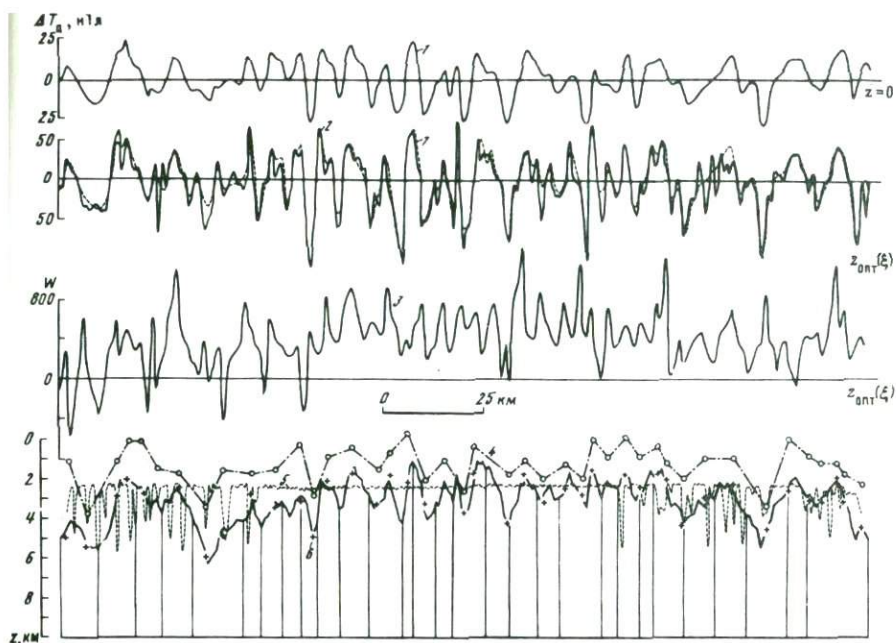


Рис. 6. Пример алгоритмического определения рельефа уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$ (модель Т-8)

1, 2 — значения модельного поля на уровнях $z = 0$, $\Delta z = 0,5$ км; 3 — график функционала $W(x, z)$ на уровне $z_{\text{опт}}(\xi)$; 4 — алгоритмически найденный рельеф уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$; 5 — найденные положения глубин $h_{\text{ср}}(\xi)$; 6 — найденное положение координат особых точек $x_{0,T}$ и $h_{0,T}$

вания. Проанализируем поведение функционала $W(x, z)$ по мере приближения к поверхности магнитоактивного слоя. Начнем рассмотрение с простого случая, когда магнитоактивный слой горизонтален (см. рис. 2). На уровне $z = 0$ локальные максимумы $W(x, z)$, т.е. координаты $x_{0,T}$, точно определяют лишь положение контактов крупных блоков. Но когда размеры локальных источников модели невелики и соответствующие им аномалии магнитного поля плохо разрешены, координаты $h_{0,T}$ определяют либо положение фиктивного источника, либо локальный максимум функции $W(x, z)$ вообще отсутствует. Ординаты $h_{0,T}$ ни в одной точке не определяют правильно глубину до поверхности магнитоактивного слоя. Но по мере увеличения глубины пересчета, например, на уровне $z = -4$ км, каждому локальному максимуму $W(x, z)$ соответствует особая точка модели и вертикальные координаты $h_{0,T}$ определяют точно глубины до поверхности слоя. Аналогичная картина наблюдается при расчетах и на других моделях, когда мощность слоя составляет всего 0,5 км. Из изложенного следует, что начиная с некоторого уровня, на котором амплитуды ΔT_a хорошо локализируются и интерференционное влияние близко расположенных источников снимается, мы получаем весьма точное решение задачи. Поэтому для практического использования картировочного функционала $W(x, z)$ необходимо знать некоторую оптимальную высоту уровня пересчета. Ясно, что в случае достаточно изрезанного рельефа

слоя, имеющего сложное распределение намагниченности, уровень $z_{\text{опт}}(\xi)$ будет криволинейным.

Приведем результаты опробования формализованной методики решения задачи картирования, которая основана на совместном использовании функционалов $S(x, z)$ и $W(x, z)$ и сводится к отысканию рельефа уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$.

Рассмотрим ситуацию, когда мы располагаем априорной информацией о рельефе некоторой границы в коре, которая эквидистантна границе Γ — кровли слоя. В этом случае достаточно определить величину $\Delta z_{\text{опт}}$, чтобы найти искомый рельеф уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$.

На рис. 4 приведен пример формализованного определения расстояния $\Delta z_{\text{опт}}$. Модель Т-9, на которой проводились расчеты, конструировалась следующим образом. Изменение наклона вектора намагничивания и его интенсивности при переходе от блока к блоку подбиралась таким образом, чтобы влияние особых точек, связанных с границами блоков и угловыми точками рельефа на уровне $z = 0$ было примерно одинаковым. Как видно из рис. 4, координаты $x_{0,T}$ и $h_{0,T}$ весьма точно определяют положение кровли слоя. На рис. 5 приведен пример алгоритмического определения искомого рельефа уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$ в окрестности точек $\xi_k = x_{0,T}$ в такой ситуации, когда мы можем указать лишь возможный диапазон глубин залегания кровли слоя.

Модель Т-7 конструировалась таким образом, чтобы наиболее сильные особенности соответствовали границам блоков, а не угловым точкам рельефа. Из рисунка видно, что примененный способ действительно позволяет определить положение уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$ в точках $\xi_k = x_{0,T}$. В самом деле, алгоритмически найденное положение уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$ в окрестности сильных особых точек имеет примерно одинаковое расстояние от поверхности модели, в то время как для определения координат особых точек, связанных с угловыми точками рельефа, расчет осуществляется с более близкого к поверхности модели уровня. Это подтверждается и анализом поля, так как аномалии, связанные с такими особенностями, плохо разрешены на уровне $z = 0$. Найденные координаты $x_{0,T}$ и $h_{0,T}$ достаточно точно определяют положение кровли слоя.

Рассмотрим точность решения задачи картирования и степень локализации особых точек при формализованном способе определения высоты уровня $z_{\text{опт}}(\xi)$.

Ясно, что в предельном случае точность определения координат особых точек не превосходит шага задания поля Δx на уровне $z = 0$ шага поиска по вертикали Δz . В приведенных примерах $\Delta x = \Delta z$. В силу специфики задачи картирования точность определения и степень локализации особых точек зависят от разрешенности аномалий на уровне $z = 0$, но не от величины дисперсии помехи в модельных полях. Так, например, для модели Т-7 при $\sigma_{\delta f} = 2,37\%$ число локализованных особых точек K на уровне $z_{\text{опт}}(\xi)$ составляет 52%, а для модели Т-8 при $\sigma_{\delta f} = 1,6\%$ — 44%. При использовании априорной информации получается более хорошее разделение аномалий и, следовательно, больший процент локализованных особых точек. Так, для модели Т-9 $K = 70\%$ при $\sigma_{\delta f} = 3,15\%$.

Таким образом, изложенные результаты опробования методики интерпретации на модельных примерах позволяют отметить следующее. Методика определения величины $\sigma_{\text{опт}}$ является эффективной и при решении задач линейного и нелинейного трансформирования. Точность определения величины $\sigma_{\text{опт}}$ с помощью корреляционного дискриминатора не за-

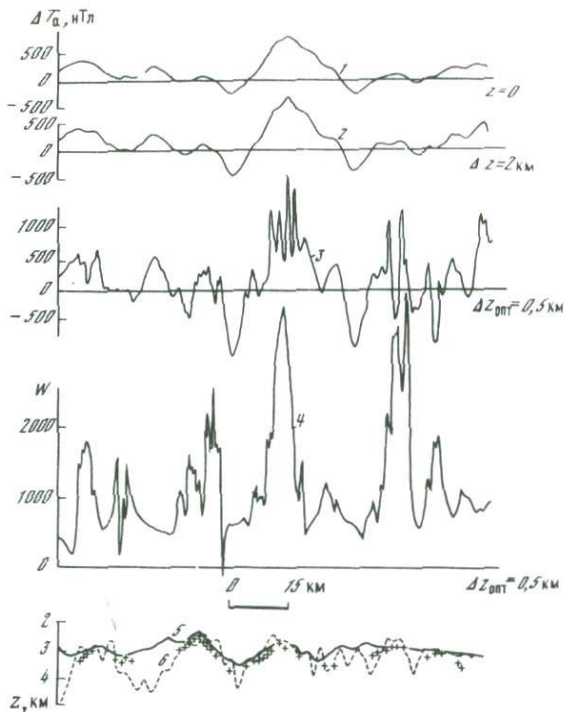
висит ни от степени разрешенности аномалий на уровне наблюдений $z = 0$, ни от величины дисперсии помехи $\sigma_{\delta f}$, вносимой в модельное поле. При аномально больших значениях $\sigma_{\delta f}$ резко ухудшается разрешенность поля на уровне $z = 0$, что приводит к потере точности. При значениях $\sigma_{\delta f} < 5 \div 7\%$ точность трансформаций определяется, главным образом, конечностью используемых аппроксимаций и тем, что величина $\sigma_{\text{опт}}$ определяется для всего профиля в целом, а не для каждого скользящего интервала $(-L, +L)$ в отдельности.

Использование регуляризующего семейства $S_N^{(\infty)}$ а) практически полностью исключает высокочастотную компоненту в трансформированных полях (см. рис. 2, 4, 5) и даже несколько переаглаживает результаты, так как амплитуды локальных аномалий, как правило, меньше истинных; б) обеспечивает высокую, не хуже 10–12%, точность решения задачи линейного трансформирования и позволяет формализованно решать задачу картирования кровли магнитоактивного слоя с помощью расчета линейных функционалов $S(x, z)$, $W(x, z)$ на криволинейных уровнях вблизи источников, которые являются сложными аналогами вторых горизонтальных производных поля ΔT_a .

3. Перейдем к анализу результатов опробования методики на практических примерах. Мы ограничимся рассмотрением результатов расчетов по двум профилям гидромагнитной съемки, полученным автором в 14-м и 20-м рейсах НИС "Академик Курчатов", которые расположены в рифтовой зоне срединного хребта и в районе поднятия Сьерра-Леоне.

На рис. 7 приведены результаты расчетов по профилю, пересекающему рифтовую зону Срединно-Атлантического хребта в районе 22° с.ш. Наблюдаемое поле имеет ярко выраженный интерференционный характер, и в нем отчетливо видна симметрия аномалий по обе стороны от оси хребта. Амплитуда центральной аномалии достигает 600 нТл, в то время как аномалии 2–4 имеют амплитуды 100–250 нТл и являются типичными для экваториальной Атлантики. Углы наклона рельефа дна не превышают 15° . Профиль обрабатывался стандартным образом. Найденное значение $\sigma_{\text{опт}} = 9,7$ нТл. Учитывая имеющуюся априорную информацию, за возможный рельеф магнитоактивного слоя был принят рельеф дна. Определенное алгоритмически превышение $\Delta z_{\text{опт}}$ уровня, эквидистантного рельефу дна, составило $\sim 0,5$ км. В трансформированном поле на уровне $z_{\text{опт}}(\xi)$ амплитуды отдельных аномалий достигают более 2000 нТл. Рифтовая аномалия имеет сложное строение и распадается на ряд локальных аномалий с периодом 2–3 км. Даже в трансформированном поле на наиболее близком ко дну криволинейном уровне симметрия аномалий 2–4 относительно оси сохраняется. Обращает на себя внимание факт отсутствия эффекта распада поля в области отрицательных ветвей рифтовой аномалии.

Как видно из рисунка, большинство верхних кромок локальных источников магнитоактивного слоя приурочено к поверхности дна. Анализируя эти результаты, можно отметить симметричное чередование плотности распределения особых точек поля относительно центральной аномалии. И если их объединить в группы, то им также можно приписать номера 2–4. Это свидетельствует в пользу широко принятой модели магнитоактивного слоя в океане, состоящей из серии чередующихся прямо и обратно намагниченных блоков коры, и хорошо согласующейся с современными представлениями.



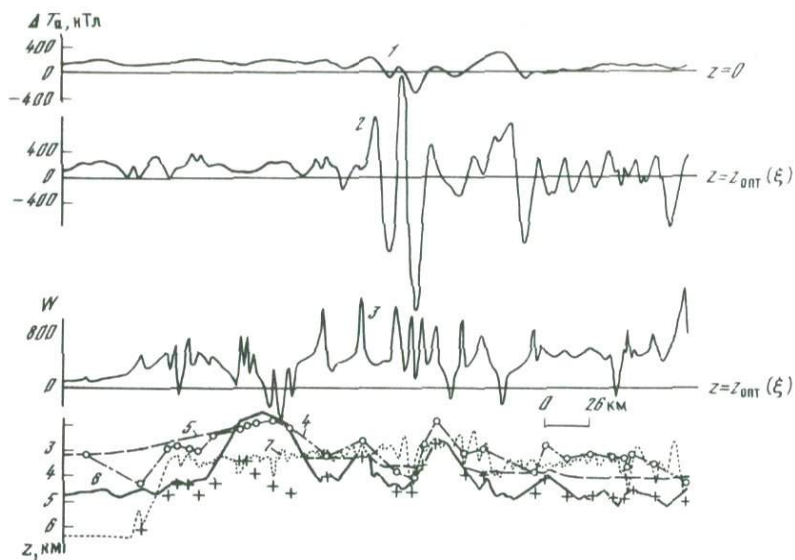
Р и с. 7. Результаты расчетов по профилю, пересекающему рифтовую зону Срединно-Атлантического хребта в районе 22° с.ш.

1 — наблюдаемые значения ΔT_a ; 2, 3 — результаты аналитического продолжения на уровни $\Delta z = 2$, $\Delta z_{\text{опт}} = 0,5$ км; 4 — график функционала $W(x, z)$ на уровне $\Delta z_{\text{опт}} = 0,5$ км; 5 — рельеф дна; 6 — найденные значения глубин $h_{\text{ср}}(\xi)$; крестики — экспериментально определенные положения координат особых точек $x_{\text{о.т}}$, $h_{\text{о.т}}$

На рис. 8 приведены результаты расчетов по профилю, проходящему в меридиональном направлении и пересекающему поднятие Сьерра-Леоне в точке с координатами 6° с.ш., 18° в.д. На этом рисунке также показаны глубины залегания акустического фундамента по данным НСП¹.

Поднятие Сьерра-Леоне асимметрично, его южное крыло более крутое. Превышение сводовой части над окружающим ложем океана составляет 2–2,5 км. Мощность осадочного чехла в северной части профиля достигает 2 км, в центральной части поднятия и по южному склону граница акустического фундамента подходит практически к его поверхности, а в южной части профиля мощность рыхлых осадков не превышает 1 км. В магнитном поле центральная часть поднятия Сьерра-Леоне практически не выражена. Над ним отмечается аномалия амплитудой около 100 нТл и периодом около 15–20 км. Наиболее интенсивные аномалии амплитудой около 800 нТл приурочены к южному крылу.

¹ Данные НСП получены А.В. Беляевым.



Р и с. 8. Результаты расчетов по профилю, пересекающему поднятие Сьерра-Леоне
 1 — наблюдаемые значения ΔT_a ; 2 — результат аналитического продолжения на уровень $z_{опт}(\xi)$; 3 — график функционала $W(x, z)$ на уровне $z_{опт}(\xi)$; 4 — алгоритмически определенное положение уровня $z_{опт}(\xi)$; 5 — рельеф дна; 6 — поверхность акустического фундамента по данным НСП; 7 — найденные значения глубин $h_{ср}(\xi)$; крестики — положение координат особых точек $x_{0,Т}$ и $h_{0,Т}$

Расчеты проводились в предположении, что рельеф магнитоактивного слоя не совпадает с рельефом акустического фундамента и, следовательно, нам неизвестен. Найденное значение $\sigma_{опт} = 11,3$ нТл

Рельеф алгоритмически определенного уровня $z_{опт}(\xi)$, значения функционала $W(x, z)$, рассчитанные на этом уровне, и глубины до особых точек показаны на рис. 8. Распределение глубин до кровли магнитоактивного слоя показывает, что акустический фундамент совпадает с кровлей слоя лишь в южной части профиля. В области наиболее интенсивных аномалий он располагается примерно на 0,3–0,7 км ниже поверхности акустического фундамента. Амплитуды трансформированного поля на уровне $z_{опт}(\xi)$ в этой области достигают 3000 нТл и связаны, скорее всего, с наличием зоны разломов.

По полученным данным поднятие Сьерра-Леоне примерно на двухкилометровую глубину сложено немагнитными породами. В трансформированном поле амплитуды аномалий над поднятием составляют около 250 нТл.

Сопоставление полученных результатов с данными бурения в океане подтверждает наши выводы. Керны из скважины 366, поднятые с глубины 1 км, пробуренной на этом поднятии [Initial Report. . . , 1975] представлены уплотненными осадочными породами.

Таким образом, расчеты на реальных примерах показывают практическую пригодность разработанной методики, дают стабильные результаты и косвенно подтверждают выводы, сделанные на основании анализа модельных расчетов.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЙ МЕТОДИКИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКЕАНЕ

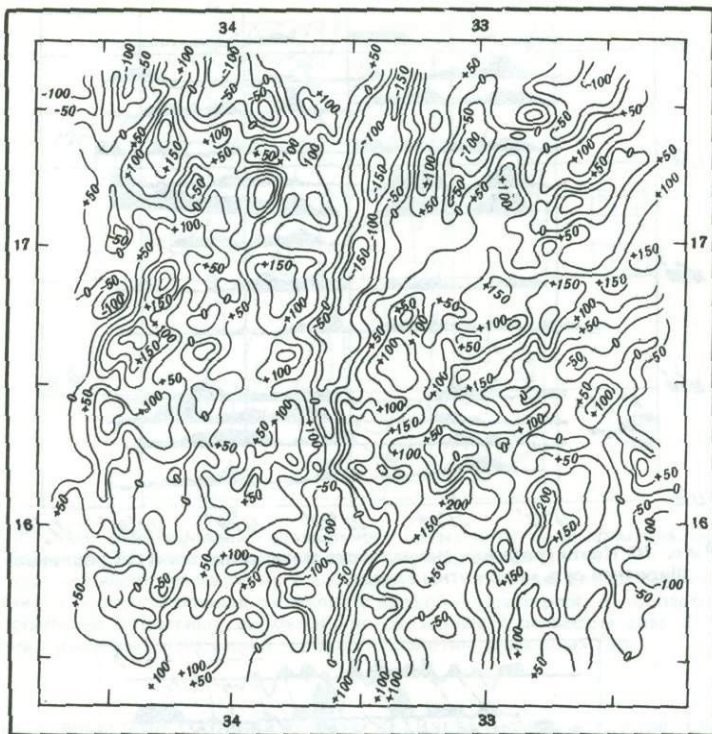
1. Всесторонне продемонстрировать возможности рассматриваемой методики можно лишь на результатах детальных полигонных съемок. Для этой цели мы выбрали полигон площадью ($2^\circ \times 2^\circ$) с подробной батиметрической и гидромагнитной съемкой, расположенный на восточном склоне Срединно-Атлантического хребта [Белоусов и др., 1974]. Эта съемка была выполнена в 1970 г. в 3-м рейсе НИС "Дмитрий Менделеев" по сетке широтных и меридиональных галсов, имеющей более 500 пересечений. Точность съемки составляла ± 17 нТл. Полигон расположен в области слабоаномального магнитного поля, типичного для экваториальной части Атлантики. Интерференционный характер поля, связанный со значительной удаленностью источников от поверхности наблюдений затрудняет интерпретацию этих данных [Белоусов и др., 1974].

2. На рис. 9 приведена карта аномального магнитного поля полигона, анализ которой показывает, что поле слабоаномально, его амплитуды не превышают 300 нТл, а горизонтальные градиенты меньше 30 нТл/км. Большинство аномалий имеет сложную форму, близкую к изометричной. Четко прослеживается лишь отрицательная аномалия периодом около 25 км и амплитудой порядка 200 нТл, пересекающая полигон в центральной части с севера на юг. Идентификация аномалий по шкале Хейрцлера [Heirtzler et al., 1968] показала, что в районе полигона протгивается аномалия 31.

3. Рельеф дна в пределах полигона слабо расчленен. Средняя глубина составляет ~ 5 км, амплитуда колебаний не превышает в среднем 700 м, углы наклона рельефа составляют, как правило, $3-5^\circ$. Характерными формами являются холмы высотой до 300 м. В северо-восточной и юго-западной частях полигона расположены группы подводных гор с высотами до 900 м, имеющие размеры основания в поперечнике около 15 км. Детальная карта рельефа дна приведена в работе [Белоусов и др., 1974]. Сейсмоакустических работ на полигоне не проводилось, мощность осадочного чехла, по опубликованным в литературе данным, в этой части океана составляет 200–300 м.

4. Для изучения тонкой структуры аномального магнитного поля ряд широтных и несколько субмеридиональных профилей был обработан с помощью специальной методики интерпретации. Методика расчетов была следующей. Учитывая, что углы наклона рельефа составляют $3-5^\circ$, было принято, что граница Γ раздела вода–земная кора близка к горизонтальной и расчет трансформант поля осуществляется на уровнях $z = \text{const}$. Для увеличения ответной части наблюденное поле ΔT_a экстраполировалось "на глаз" за пределы полигона. Согласно оценкам, приведенным в предыдущем разделе статьи, ответная часть профилей была уменьшена на 20% от $2L$. Значение $\sigma_{\text{опт}}$ определялось для каждого профиля независимо, но оказалось, что $\sigma_{\text{опт}}$ примерно одинаково для всех профилей и составляет 3–7 нТл.

5. На рис. 10, 11 приведены карты графиков наблюденных и продолженных в нижнее полупространство на уровень $z = -5$ км значений ΔT_a . Прежде всего четко выявилась структура аномального поля в областях, примыкающих к центральной линейной аномалии с запада и востока. Каждая из этих зон представляет собой серию аномалий, параллельных цент-



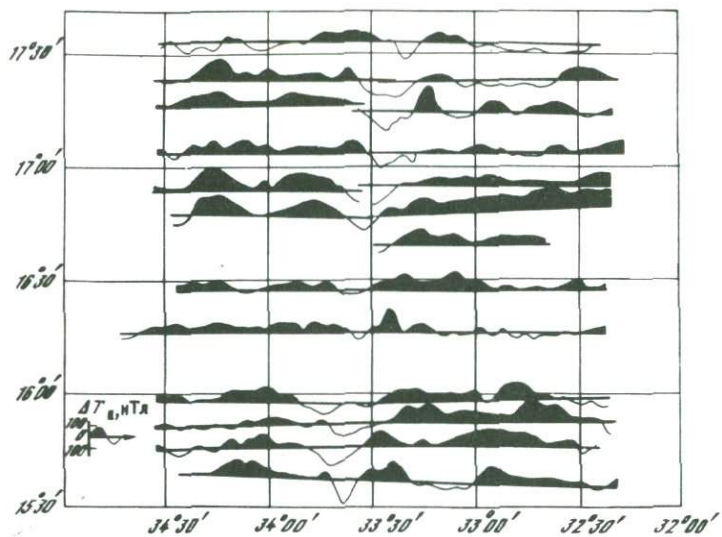
Р и с. 9. Карта изодинам аномального магнитного поля ΔT_a полигона
Сечение изодинам 50 нТл

ральной аномалии, не во всех случаях четко коррелирующих от профиля к профилю, но несомненно существующих. На всех профилях центральная линейная аномалия трассируется очень хорошо.

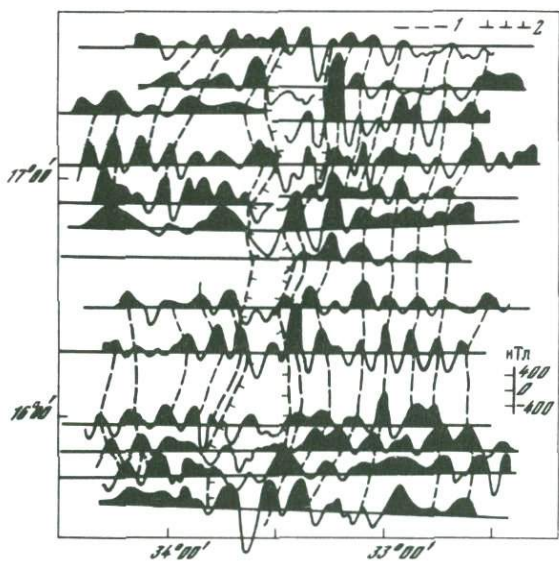
На рис. 12 приведена схема районирования магнитного поля полигона, составленная на основании анализа трансформированного поля. Сопоставление ее с картой рельефа дна позволило выделить места ослабления корреляции, которые приурочены к участкам наиболее сильно расчлененного рельефа — группам подводных гор. Так же четко оконтуриваются места ослабления корреляции, не выраженные в рельефе дна и связанные с присутствием, скорее всего, небольших зон разломов. На наличие таких широтных зон указывают резкие изменения простираения локальных линейных аномалий (углы до $20-25^\circ$).

Из рис. 11 видно, что амплитуды локальных коррелирующих аномалий то резко убывают, то возрастают. Это может быть связано с тем, что съемочные профили не всегда расположены вкrest их простираения и что горизонтальные размеры источников локальных аномалий меняются по простираению.

Таким образом, трансформированное поле на уровне $z = -5$ км представляет собой систему локальных аномалий, расположенную согласно простираению центральной линейной аномалии. Вероятно, эта система локальных аномалий аналогична последовательности короткопериодных

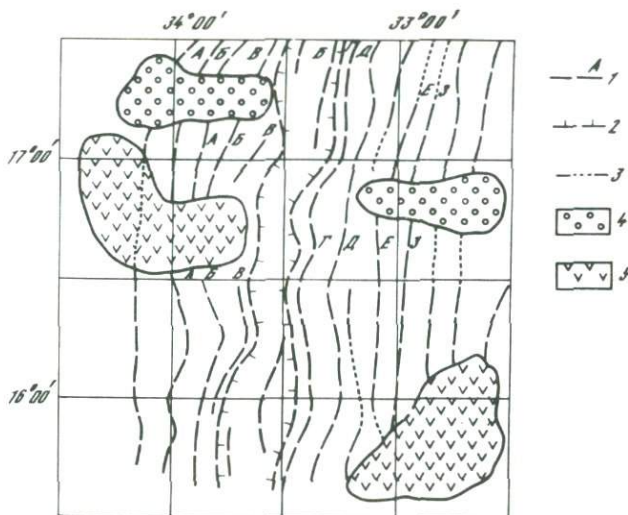


Р и с. 10. Карта графиков аномального магнитного поля ΔT_a полигона
Широтная сеть маршрутных галсов



Р и с. 11. Карта графиков продолженных значений T_a на уровне $z = -5$ км по широтным профилям

1 — оси положительных локальных линейных аномалий; 2 — границы центральной линейной аномалии



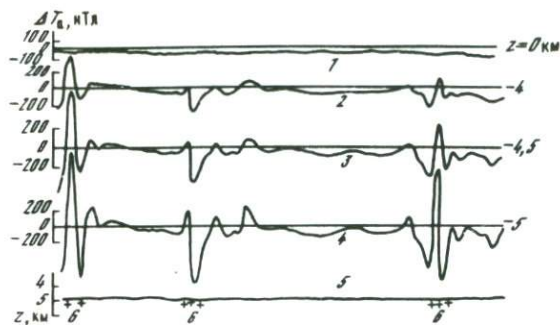
Р и с. 12. Схема районирования аномального магнитного поля полигона, составленная на основании результатов аналитического продолжения

1 — оси уверенно трассируемых аномалий; 2 — границы центральной линейной аномалии; 3 — оси локальных аномалий с плохой корреляцией; 4 — области нарушения корреляции локальных аномалий, не связанные с рельефом дна; 5 — области нарушения корреляции аномалий — области развития подводных гор

линейных аномалий, установленных в Тихом океане [Cande, Labreque, 1974], где скорость спрединга существенно больше.

6. Рассмотрим характер изменения пересчитанного поля по продольному профилю (рис. 13), расположенному в пределах центральной линейной аномалии. За исключением трёх относительно коротких интервалов поле изменяется очень слабо — почти не увеличиваются ни амплитуды, ни градиенты. Из рис. 13 видно, что магнитное поле в пределах центральной магнитной аномалии является сложным. По-видимому, в толще обратно намагниченных блоков, создающих отрицательную аномалию, имеются включения пород, намагниченных положительно, что четко проявляется в пересчитанных полях. Привязывая в плане положение интервалов на продольном профиле, где резко меняется поле, видим, что они приурочены к наиболее широкому участку центральной линейной аномалии. На основании полученных результатов можно высказать следующие предположения о строении центральной аномалии. Центральная линейная аномалия вызвана в основном однородно намагниченным в обратном направлении блоком пород, протягивающимся в меридиональном направлении на расстояние более 200 км. Ширина блока меняется от 10 до 35 км. В наиболее широких участках однородность блока нарушается локальными внедрениями противоположно намагниченных пород (положительные аномалии в пределах отрицательной).

Оценки глубин до кровли магнитоактивного слоя, полученные как методикой с использованием нелинейных преобразований, так и экстраполяцией изолиний, показывают, что его поверхность расположена на 300–400 м ниже рельефа дна.



Р и с. 13. Результаты аналитического продолжения по одному из субмеридиональных профилей

1 — наблюдаемые значения ΔT_a ; 2—4 — результаты аналитического продолжения на уровнях $z = -3$, $z = -4$, $z = -5$ км соответственно; 5 — рельеф дна; 6 — возможная поверхность магнитоактивного слоя

Обработывая амплитудные значения положительных аномалий по известной формуле $\Delta T_a = 2\pi I$, получаем значение намагниченности ($0,5 \div -2$) А/м, что соответствует намагниченности пород базальтового состава и хорошо согласуется с современными представлениями о составе магнитоактивного слоя в океане.

7. Необходимо отметить, что применение специализированной методики интерпретации, в частности использование линейных преобразований наблюдаемых аномальных полей, весьма эффективно и полезно при решении задач районирования поля, выделения и трассировки линейных аномалий.

Эта методика позволяет изучать тонкую структуру поля даже в пределах локальных аномалий. Кроме того, значительный интерес при изучении тонкой структуры поля в пределах отдельных аномалий представляют расчеты по продольным профилям.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДИКИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ВОПРОСОВ, СВЯЗАННЫХ С ВЫБОРОМ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ СКВАЖИНЫ ГЛУБОКОВОДНОГО БУРЕНИЯ ПО ДАННЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ СЪЕМКИ

1. В 1975 г. в 20-м рейсе НИС "Академик Курчатов" были выполнены детальные батиметрическая, геомагнитная и сейсмоакустическая съемки на полигоне под бурение в океане по международному проекту ИПОД (IPOD Survey area AT-6). Полигон расположен на восточном склоне Срединно-Атлантического хребта на 23° с.ш. на расстоянии порядка 145 км от оси хребта в районе, где предполагаемый возраст скры составляет 8,7—10 млн. лет (аномалия 5). Дополнительно к съемке, проведенной НИС "Академик Курчатов", судном "Атлантис-II" (США) были выполнены три широтных галса в окрестности предполагаемого места скважины. Непосредственно перед бурением результаты, полученные в 20-м рейсе НИС "Академик Курчатов", были переданы в Международный комитет по бурению, где Шоутеном [Initial ..., Leg 45, 1976] была проведена интерпретация материала в целях выбора местоположения скважины. Бурение было осуществлено в 45-м и 46-м рейсах "Гломар Челенджер".

Скважины 396 ($22^{\circ} 58,88' N$ и $43^{\circ} 30,95' W$) и 396В ($22^{\circ} 59,14' N$ и $43^{\circ} 30,90' W$) вошли в коренной фундамент.

Магнитное поле полигона является слабо аномальным с амплитудами порядка 200 нТл и имеет ярко выраженный линейный характер. Визуально весьма четко коррелируют две положительные и одна отрицательная линейные аномалии. По идентификации Шоутена [Initial..., Leg 45, 1976], в пределах полигона располагаются аномалии 4,4' и 5. Отметим важный факт — значительную изменчивость ширины идентифицированных аномалий от профиля к профилю. Схема съемочных галсов, карта изодинам поля ΔT_a и карта графиков широтных профилей приведены на рис. 14, 15. Рельеф дна полигона сильно расчленен [Удинцев и др., 1976] и представлен рядом сменяющих друг друга хребтов и впадин, имеющих практически строго меридиональную ориентировку. Максимальный перепад глубин на полигоне составляет около 3 км. В центральной части полигона, ближе к его западному краю, выделяется единственная область широтного простиранья протяженностью около 40 км, оконтуриваемая изобатой 4000 м. Мощность осадочного покрова невелика. Рыхлые осадки распределены по площади полигона неравномерно. Поднятия обычно лишены осадочного покрова, а в депрессиях рельефа их мощность составляет в среднем 50—200 м. Именно в одной из таких долин были пробурены скважины 396 и 396В. Карта рельефа дна приведена в работе Удинцева и др. [1976].

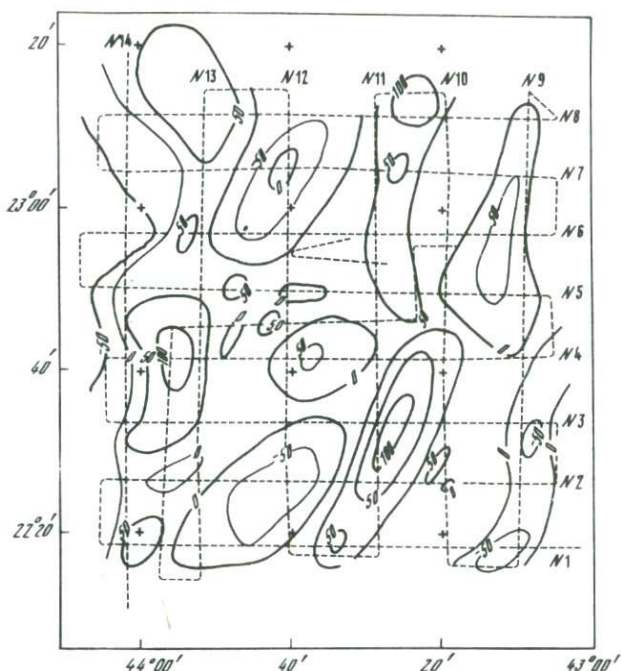
Приведем основные результаты бурения [Initial..., Leg 45, 46, 1976]. Скважины 396 и 396В находятся всего на расстоянии 150 м друг от друга. Скважина 396 проникла в толщу коры на 221 м, из них 125 м составляют осадки и 96 м — коренные породы. Поверхность кристаллического фундамента с точностью до 10 м совпадает с поверхностью акустического фундамента. Скважина 396В прошла 405,5 м, из них 255 м — в коренные породы. В обоих скважинах фундамент представлен типичными океаническими базальтами. Изучение магнитных свойств пород фундамента позволило установить следующее.

Скважина 396: а) верхние несколько метров базальтового фундамента характеризуются углом наклона вектора намагничивания $B = -20^{\circ}$; б) ниже лежит толща пород с $B = 35^{\circ}$; в) еще ниже залегает 20-метровый слой с $B = -5^{\circ}$. Нормальное значение угла B дипольного магнитного поля Земли составляет 40° и хорошо совпадает со значением угла наклона для средней группы пород. Поэтому в отчете [Initial..., Leg 45, 1976] было высказано предположение, что группы пород с $B = -5^{\circ}$ и $B = -20^{\circ}$ могут соответствовать начальной и конечной фазе одного обращения дипольного магнитного поля Земли. Измерения магнитных свойств базальтов показали, что средняя намагниченность 96-метровой толщи составляет $1,53 \pm 0,15$ А/м.

Скважина 396В: а) для верхних 75 м величина B составляет 18° ; б) ниже лежит 20-метровая толща с $B = -67^{\circ}$; в) под ней залегает 70 м пород с $B = -7^{\circ}$; г) и далее около 40 м с $B = 31^{\circ}$. Намагниченность пород в пределах выделенных интервалов составляет соответственно 1,03, 2,37, 3,45, 1,85 А/м.

Таким образом, установленная картина распределения магнитных свойств является весьма сложной. В целом пониженные величины намагниченности пород хорошо согласуются со слабо аномальными значениями напряженности магнитного поля полигона.

Было установлено также, что возраст наиболее древних осадков (скважина 396), покрывающих базальтовый фундамент, старше, чем

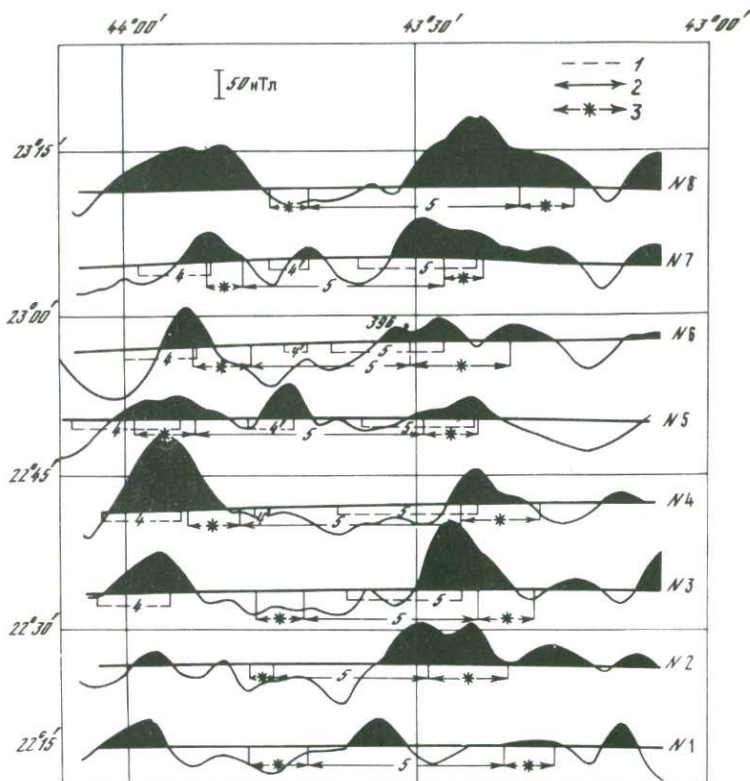


Р и с. 14. Карта изодинам аномального магнитного поля T_a полигона АТ-6 с сечением 50 нТл, положение и номера съемочных галсов

предполагалось по датировке, выполненной по магнитным аномалиям, и составляет 13 млн. лет. Этот факт показывает, что выполненная идентификация линейных аномалий достаточно условна, и в отчете по рейсу предполагается, что базальтовый фундамент, вскрытый скважиной 396, был сформирован во время, соответствующее промежутку между аномалиями 5А и 5В. Представляет значительный интерес оценка эффективности применения разработанной нами методики для решения вопросов, связанных с выбором местоположения скважины в океане.

2. Методика обработки съемочных профилей (восьми широтных и пяти меридиональных) была следующей. Для сохранения ответной части профилей значения ΔT_a экстраполировались "на глаз" за пределы полигона. Для всех профилей независимо определялась величина $\sigma_{\text{опт}}$. Найденные значения $\sigma_{\text{опт}}$ как для широтных, так и для меридиональных профилей колеблются в пределах 1–4 нТл и хорошо согласуются с возможной величиной аппаратурной погрешности квантового магнитометра КМ-2, которым проводились измерения.

На основании данных бурения, подтвердивших, что кристаллический фундамент совпадает с поверхностью акустического фундамента, был произведен выбор методики расчетов. С помощью формализованной методики определялись величины $\Delta z_{\text{опт}}$, и все трансформации осуществлялись на уровне, эквидистантные рельефу акустического фундамента. Полученные оценки показали, что величина $\Delta z_{\text{опт}}$ от профиля к профилю меняется в небольших пределах (0,47–0,52 км), и для удобства анализа результаты превышение $\Delta z_{\text{опт}}$ было принято постоянным для всех про-

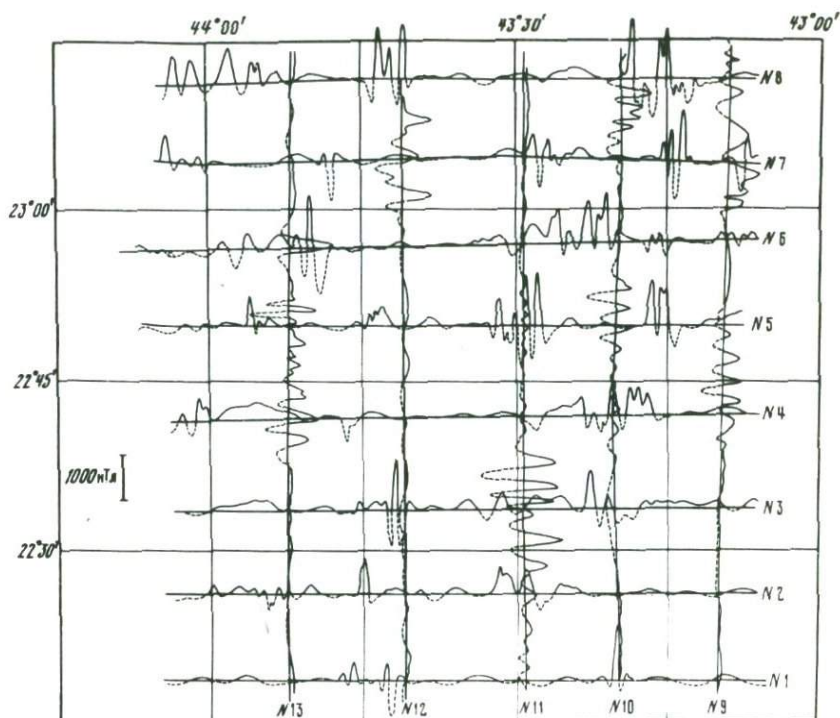


Р и с. 15. Результаты идентификации линейных аномалий на полигоне 1 – положение аномалий 4, 4', 5 по идентификации Шоутена [Initial..., Leg 45 1976]; 2 – положение аномалий 5 по оригинальной идентификации; 3 – области нарушения однородности намагничивания магнитоактивного слоя, оконтуривающие аномалию 5

филей и равным 0,5 км. Значения трансформированного поля анализировались для уровней $\Delta z = 2$ км и $\Delta z_{\text{опт}} = 0,5$, кроме того, на уровне $z_{\text{опт}}(\xi)$ анализировались график функционала $W(x, z)$ и найденные значения координат особых точек $x_{0,Т}$ и $h_{0,Т}$, совокупность которых принималась за кровлю магнитоактивного слоя.

3. На рис. 16 приведена карта графиков трансформированного поля на уровнях с $\Delta z_{\text{опт}} = 0,5$ км для всего полигона.

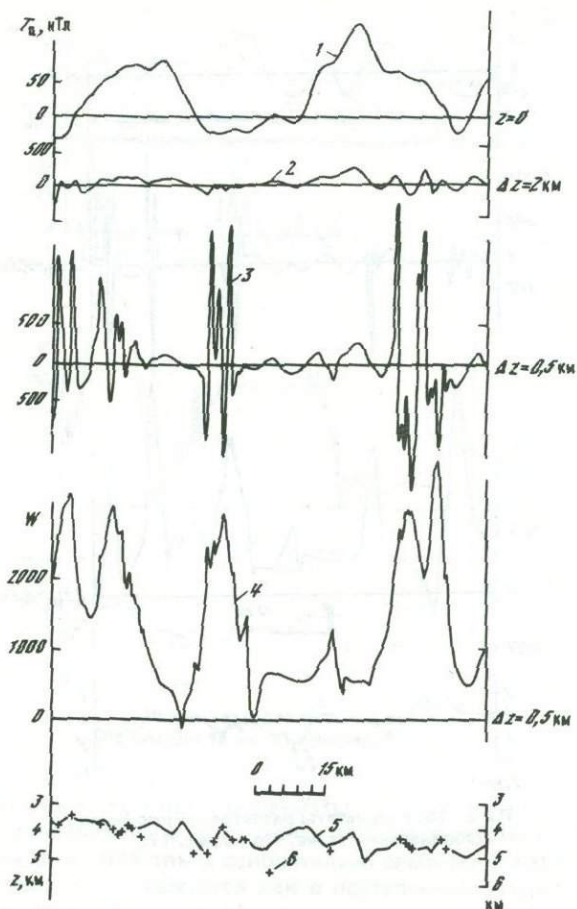
Трансформированное поле для всех широтных профилей представлено двумя группами аномалий. Первая состоит из короткопериодных (1–2 км) аномалий амплитудой до 2000 нТл, приуроченных, как мы считаем, к местам нарушения однородности намагничивания пород фундамента. Вторая – из аномалий с относительно небольшими амплитудами (до 400 нТл) и связана с достаточно однородными участками магнитоактивного слоя. Как видно из рисунка, область с аномалиями относительно небольшой амплитуды, расположенная в центральной части полигона, отмечается на всех восьми широтных профилях. Ширина этой области меняется от 28–30 км на профилях 2 и 3 до 40 км на профиле 5. Запад-



Р и с. 16. Карта графиков трансформированного поля на уровне с превышением $\Delta z_{\text{опт}} = 0,5$ км над поверхностью акустического фундамента полигона

ная и восточная границы области четко оконтуриваются группами короткопериодных аномалий, за исключением профилей 4 и 5. Сопоставление с картой рельефа дна показывает, что западные участки профилей 4 и 5 совпадают с единственной областью широтного простирания, выделенной на полигоне.

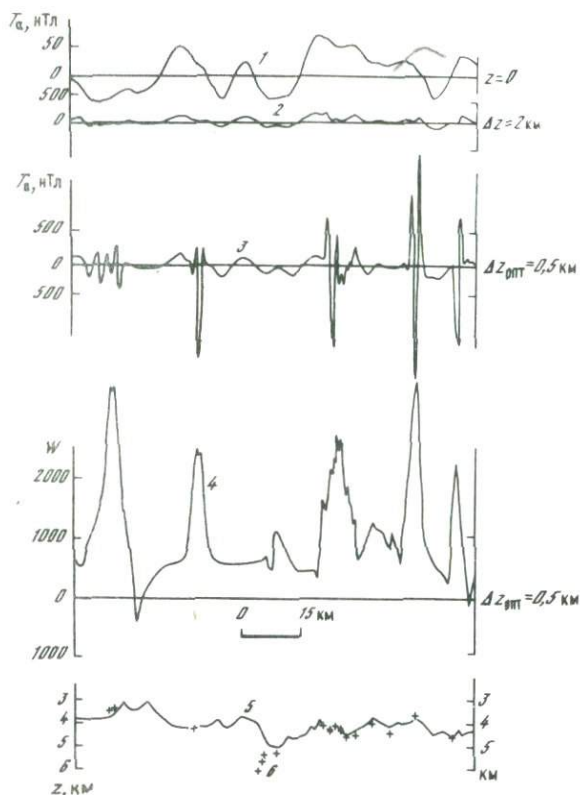
Характер трансформированного поля на продольных профилях иной. Обычно, за исключением одного или двух участков, на каждом из профилей амплитуды и градиенты аномалий практически не возрастают. В этих участках поле приобретает характер волновых пакетов протяженностью до 15–25 км. Корреляции групп аномалий или отдельных локальных аномалий от профиля к профилю не наблюдается. Качественное сравнение трансформированных полей, рассчитанных по широтным и меридиональным профилям, показывает удовлетворительное совпадение. Исключения составляют профили 10 и 12, где области интенсивных аномалий соответствуют слабоаномальным участкам на широтных профилях. Тем не менее коррелируемая на широтных профилях область на продольном профиле 12 характеризуется в целом также относительно слабоаномальным полем. При таком сравнении необходимо учитывать потерю точности из-за экстраполяции в полосе ~ 20 км на краях полигона. Однако различия все же таковы, что построить карту трансформированного поля не представляется возможным.



Р и с. 17. Результаты расчетов по профилю 8

1 — наблюдаемые значения ΔT_a ; 2, 3 — результаты аналитического продолжения на уровнях $\Delta z = 2$, $\Delta z_{\text{опт}} = 0,5$ км; 4 — график функционала $W(x, z)$ на уровне $\Delta z_{\text{опт}} = 0,5$ км; 5 — поверхность акустического фундамента; 6 — экспериментально найденные положения координат особых точек $x_{0,T}$ и $h_{0,T}$ с помощью функционала $W(x, z)$

4. Перейдем к анализу результатов определения глубин до верхней поверхности магнитоактивного слоя. Начнем рассмотрение результатов расчетов с широтных профилей, приведенных на рис. 17 и 18. Прежде всего необходимо отметить хорошую стабильность результатов определения глубин до кровли магнитоактивного слоя. Практически все значения глубин располагаются у поверхности рельефа акустического фундамента либо несколько глубже. Сопоставим значения найденных глубин с поведением поля на уровне с $\Delta z_{\text{опт}} = 0,5$ км. Значения глубин распределяются следующим образом. Координаты особых точек, соответствующие группам короткопериодных аномалий, практически точно лежат на поверхности рельефа фундамента, а области относительно слабого поля имеют глубины до источников примерно на 0,5–0,7 км ниже этой

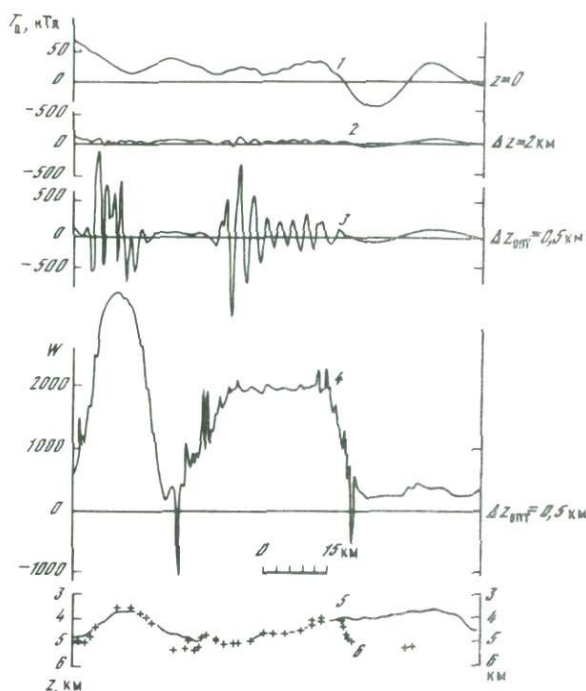


Р и с. 18. Результаты расчетов по профилю 7
Обозначения те же, что на рис. 17.

поверхности. Аналогичным образом распределяются координаты особых точек и на других профилях.

Если оценить среднюю глубину залегания особых точек в пределах линейной зоны, выделяемой по трансформированному полю, то можно отметить следующее: а) координаты особых точек в среднем располагаются ниже поверхности фундамента примерно на 0,5–0,7 км; б) плотность особых точек существенно меньше, чем на границах коррелируемой области; в) поскольку изрезанность рельефа фундамента примерно одинаковая вдоль всех профилей, можно предположить, что найденные координаты особых точек связаны главным образом с нарушением однородности намагничивания пород; г) там, где плотность особых точек меньше, например в пределах коррелируемой области, можно считать, что однородность намагничивания пород выше. Границы же коррелируемой зоны характеризуются приуроченностью координат особых точек к поверхности дна и повышенной плотностью особых точек. Поэтому мы их связываем с участками нарушения однородности намагничивания пород фундамента.

Перейдем к рассмотрению результатов, полученных на продольных профилях (рис. 19). Нужно отметить следующее. В окрестности всех вы-



Р и с 19. Результаты расчетов по профилю 10
Обозначения те же, что на рис. 17

деленных волновых пакетов координаты особых точек приурочены к поверхности фундамента; в этих зонах плотность особых точек максимальная. Переход к областям с относительно слабыми аномалиями происходит постепенно, что выражается как в постепенном уменьшении амплитуд поля на уровне $\Delta z_{\text{опт}} = 0,5$ км, так и в постепенном заглублении координат особых точек. В зонах с относительно слабоаномальным полем координаты особых точек располагаются в среднем на расстоянии 1 км, а иногда 1,5 км от поверхности дна.

По сравнению с широтными профилями качественно картина не изменилась, но выявились следующие отличия: а) несколько бóльшая глубина залегания особых точек в зонах с относительно спокойным полем; б) постепенное уменьшение амплитуд при удалении от участков с аномальными значениями поля; в) закономерное заглубление координат особых точек.

На первый взгляд эти отличия несущественны. Но они принципиальны, так как связаны с идеализацией плоской задачи. Действительно, методика линейного и нелинейного трансформирования позволяет получить важную информацию об источниках, особенно в рамках концепции особых точек, даже по профилям, расположенным вдоль простирания аномалий. При расшифровке результатов необходимо учитывать ряд эффектов, связанных с идеализацией плоской задачи.

Анализируя с этой точки зрения результаты расчетов по продольным профилям, приходим к выводу, что наши данные иллюстрируют на прак-

тике принцип эффекта гиперболической проекции особых точек и особых линий трехмерных потенциальных полей [Страхов, 1976]. Суть этого эффекта заключается в следующем: изменение простирания трехмерного источника по отношению к съемочному профилю приводит к эффекту заглупления координат особых точек поля, рассчитываемых по формулам плоской задачи.

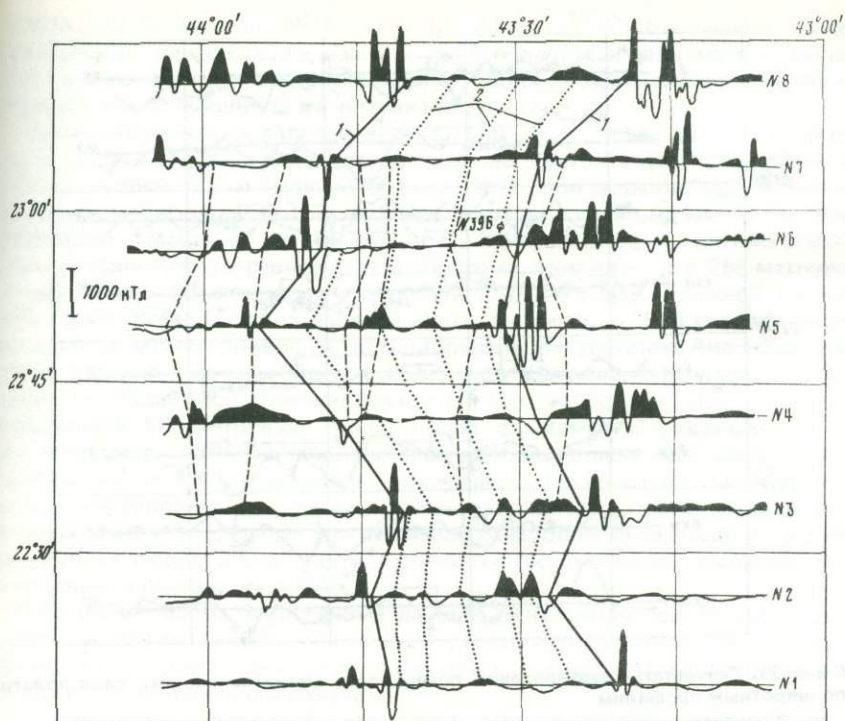
Учитывая, что ширина выделенной нами линейной области меняется при переходе от одного широтного профиля к другому, есть все основания считать, что меридиональные профили располагаются не точно вдоль трехмерного источника и изменение его простирания по отношению к любому из продольных профилей происходит несколько раз. Этим мы и объясняем выявленные отличия.

Таким образом, мы приходим к важному методическому выводу — расчеты по формулам плоской задачи для продольных профилей несомненно информативны, но при расшифровке результатов и оконтуривании областей с примерно одинаковым поведением трансформированного поля и, следовательно, примерно одинаковым распределением источников, необходимо учитывать изложенные выше эффекты. На рис. 20 приведена карта графиков трансформированного поля по широтным профилям, на которой показаны границы выделяемой линейной области и оси локальных линейных аномалий. На рис. 21 приведены результаты картирования кровли магнитоактивного слоя полигона.

В связи со сложностью рельефа акустического фундамента при выделении границ, показанных на рис. 21, анализировалась разность $\Delta^{(x_{o,t})} = |h_{o,t}^{(x_{o,t})} - z_{a,\phi}^{(x_{o,t})}|$, где $h_{o,t}^{(x_{o,t})}$ — глубина до особой точки, $z_{a,\phi}^{(x_{o,t})}$ — глубина акустического фундамента. По данным картирования кровли магнитоактивного слоя также выделяется линейная область со средними значениями $\Delta_{cp}^{(x_{o,t})} \approx 0,3 \div 0,4$ км, а западным и восточным ее границам соответствует $\Delta_{cp}^{(x_{o,t})} \approx 0$. Отметим, что границы выделяемой линейной области, так же как и она сама, выделяются и трассируются на всех широтных профилях и весьма точно совпадают с границами, полученными только на основании анализа трансформированного поля. Таким образом, как линейная область, так и ее границы выделяются и трассируются от профиля к профилю по данным картирования кровли магнитоактивного слоя. Этот факт еще раз подтверждает правильность проведенного районирования поля, выделения и трассировки линейных аномалий и указывает на важность и эффективность применения процедуры картирования для решения этих задач.

5. Перейдем к обсуждению результатов. На рис. 15 приведена карта графиков наблюдаемых значений ΔT_a по широтным галсам, на которой совмещены границы выделенных и идентифицированных линейных аномалий по методике Шоутена [Schouten, McCamy, 1972], приведенные в [Initial. . . , Leg 45, 1976], и по полученным нами данным.

По идентификации Шоутена границы блоков коры, которым соответствуют идентифицированные аномалии 4, 4' и 5, смещены по отношению к экстремумам этих аномалий в наблюдаемых полях. Это указывает на то, что при идентификации учитывалось совпадение направлений вектора намагничивания источников с полем осевого геоцентрического диполя (для этой широты $B = 40^\circ$). По нашим данным, восточная граница выделяемой и трассируемой зоны примерно так же смещена относительно максимумов аномалий в наблюдаемых полях. Не является ли это следствием применения разработанной методики? Это исключено, так как



Р и с. 20. Карта графиков продолженных значений T_a на уровне $\Delta z_{\text{ОПТ}} = 0,5$ км по широтным профилям

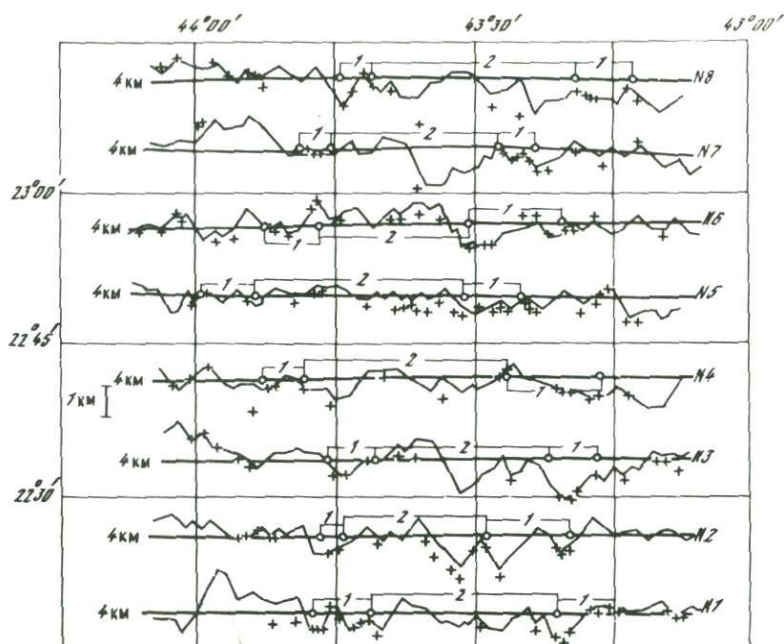
1 — границы выделенной на основании анализа трансформированного поля аномалии 5; 2 — оси положительных локальных линейных аномалий в пределах аномалии 5

определение координат особых точек с помощью нелинейных функционалов не зависит от наклона вектора намагничивания источников. Поэтому мы считаем, что границы линейной области, установленные при линейном трансформировании поля и картировании кровли магнитоактивного слоя, объективно существуют.

Хотя мы не проводили расчетов соответствующих прямых задач, сопоставление с данными Шоутена убедительно свидетельствует, что наклонение вектора намагничивания источников близко к наклонению вектора дипольного поля Земли для данной широты. Этот факт с точки зрения концепции особых точек подчеркивает остаточную природу намагниченности пород в магнитоактивном слое и свидетельствует в пользу гипотезы спрединга океанического дна.

Переходя к идентификации линейной области, выделенной нами при трансформациях, заметим, что мы не располагаем профилем гидромагнитной съемки, связывающим район полигона с осью Срединно-Атлантического хребта. Поэтому выполнить абсолютную идентификацию с помощью разработанной методики не представляется возможным.

Если за основу принять идентификацию, выполненную Шоутеном [Initial. . . , Leg 45, 1976], то выделенная линейная область является аномалией 5, так как ряд протрассированных в ее пределах локальных экс-



Р и с. 21. Результаты картирования поверхности магнитоактивного слоя полигона по широтным профилям

1—2 — области со значением $\Delta_{\text{ср}}^{(\text{х.т.})} \approx 0$ и $\Delta_{\text{ср}}^{(\text{х.т.})} \geq 0,3$ км соответственно.

Область со значением $\Delta_{\text{ср}}^{(\text{х.т.})} \geq 0,3$ км соответствует аномалии 5. Рельеф акустического фундамента показан с упрощениями

тремумов (см. рис. 20) совпадает с системой локальных линейных аномалий, обнаруженной в полях ΔT_a в пределах аномалии 5 в Тихом океане [Cande, Labreque, 1974]. Если использовать магнитохронологическую шкалу Блейкли [Blakely, 1974], то скорость спрединга в окрестности скважин 396 и 396В составит ~ 2 см/год. Необходимо отметить, что, по нашим данным, поперечные размеры области, соответствующей аномалии 5, несколько больше размеров полосы, идентифицируемой Шоутеном, как аномалия 5. Точность датировки по палеонтологическим данным, полученным бурением, составляет $\pm 1,5$ млн. лет; с учетом этого возраст коры в центральной части протрассированной нами области составит около 10,8 млн. лет, а по шкале Блейкли [Blakely, 1974] при скорости спрединга 2 см/год — порядка 9,5 млн. лет, т.е. расхождение по палеонтологической и магнитохронологической датировкам составит 1,3 млн. лет. Такие расхождения в определении возраста возможны и имели место [Heirtzler et al., 1968; Peterson, 1969].

Отметим еще один важный факт. По нашим данным, местоположение пробуренных на полигоне скважин приходится на окрестность восточной границы трассируемой нами аномалии 5, что, как мы считаем, не противоречит установленной сложной магнитной стратиграфии вскрытой толщи базальтов. Относительно небольшие амплитуды локальных аномалий в пределах аномалии 5 хорошо согласуются с пониженными значениями

интенсивности намагничивания вскрытых базальтов. При решении задач трассировки линейных аномалий и картирования кровли магнитоактивного слоя с помощью разработанной методики не накладывалось никаких ограничений на мощность магнитоактивного слоя.

По идентификации, приведенной в [Initial. . . , Leg 45, 1976], скважины 396 и 396В попадают примерно на центральную часть области, отождествляемой с аномалией 5. Более того, при решении задачи восстановления намагниченности в магнитоактивном слое по методике Шоутена [Schouten, McCamy, 1972] мощность однородно намагниченного слоя обычно принимается равной 500 м. Поэтому, учитывая, что 255-метровая толща базальтов, вскрытых скважиной 396В, обладает сложной магнитной стратиграфией, использование слоя мощностью 500 м явно не оправдано и может приводить к ошибочным результатам. Анализ результатов бурения, выполненного в 45-м рейсе "Гломар Челенджер", в частности установленной сложной магнитной стратиграфии в скважине 395А, вскрывшей 600-метровую толщу пород фундамента, указывает на то, что мощность магнитоактивного слоя вообще должна быть существенно больше 500 м. На это косвенно указывают и полученные нами результаты картирования кровли магнитоактивного слоя. Координаты особых точек в пределах трассируемой нами области залегают в среднем на глубине около 300 м под поверхностью акустического фундамента, а в отдельных случаях и глубже.

Таким образом, приведенные данные достаточно убедительно указывают на эффективность применения разработанной методики интерпретации при решении вопросов, связанных с выбором местоположения скважины для бурения в океане.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Необходимо особо остановиться на важнейшем практическом вопросе. Как следует относиться к результатам аналитического продолжения в нижнее полупространство, выполненным по формулам плоской задачи, наблюдаемых на уровне моря аномальных магнитных полей ΔT_a ?

Значения трансформированного поля на уровнях, расположенных вблизи источников, нельзя отождествлять с истинными по следующим причинам: 1) реальные поля являются трехмерными; 2) сами формулы, по которым осуществляется аналитическое продолжение, являются приближенными; 3) эти формулы основываются на аппроксимации наблюдаемых полей, которые являются по своей природе значениями при $z = 0$ функций с особенностями, тригонометрическими полигонами, т.е. функциями, допускающими продолжение без особенностей при конечных величинах x и z ; 4) аналитическое продолжение осуществляется по формулам для гармонических функций, хотя ΔT_a не является гармонической функцией; 5) процедурой фильтрации уничтожается большая часть высокочастотных аномалий, 6) формально аналитическое продолжение может быть выполнено и на уровнях, заведомо пересекающие источники (такой подход используется при решении картировочной задачи), и ясно, что на этих уровнях значения трансформированного поля вообще не будут иметь ничего общего с реально существующим полем.

Но, несмотря на все сказанное, примененные нелинейные преобразования поля и критерии отбора решений таковы, что даже формализованная методика количественных расчетов позволяет приближенно, но с нужной

точностью найти положение особых точек, если объект располагается под профилем наблюдения.

Поэтому наиболее правилен взгляд на процедуры аналитического продолжения наблюдаемых на уровне моря магнитных полей как на формальную операцию, позволяющую локализовать источники, определить порядок, выявить тонкую структуру и основные закономерности распределения величин полей вблизи кровли их источников, о чем и свидетельствуют приведенные выше результаты модельных и практических расчетов. Сформулируем основные результаты.

Результатами аналитического продолжения наблюдаемых на уровне моря полей ΔT_a на двух полигонах, расположенных на расстоянии 140 и 1000 км от оси Срединно-Атлантического хребта, установлено, что отличительной чертой структуры аномального магнитного поля вблизи его источников является его линейность.

Данными картирования кровли магнитоактивного слоя в океане в пределах рассмотренных полигонов выявлено существование ряда однородно намагниченных блоков коры с размерами в поперечнике от 5 до 15 км, которые трассируются на расстояние более 150 км.

Анализ тонкой структуры аномального магнитного поля и проведенное сопоставление с данными картирования кровли магнитоактивного слоя в пределах отдельных линейных аномалий показывает, что их строение является весьма сложным. Установлена значительная изменчивость простираения локальных аномалий и соответствующих им блоков коры (углы до 25°), непостоянство их поперечных размеров что свидетельствует о существенных различиях в скорости спрединга даже на таких небольших по своим размерам полигонах и о сложности этого процесса. Кроме того, на полигоне с возрастом коры 10–13 млн. лет отсутствуют области нарушения корреляции локальных линейных аномалий, тогда как на полигоне, расположенном на расстоянии порядка 1000 км от оси срединного хребта, с возрастом коры порядка 70 млн. лет такие области отмечены и связаны они с развитием подводных гор. Поэтому мы считаем, что процессы образования подводных гор происходили в существенно более позднее время по сравнению со временем формирования линейных аномалий и отдельные участки нарушения или ухудшения корреляции таких аномалий, четко не выраженные в рельефе дна, могут быть связаны с последующей тектонической активностью.

Из изложенного выше фактического материала следует, что применение разработанной методики интерпретации является весьма эффективным как для изучения тонкой структуры поля, выделения и трассировки линейных аномалий, так и для решения вопросов, связанных с выбором местоположения скважины глубоководного бурения, по данным комплексной геофизической съемки и позволяет получать более обоснованные результаты, чем традиционные способы интерпретации магнитных полей.

ЛИТЕРАТУРА

- Блаусов И.М., Валяшко Г.М., Городницкий А.М. и др. Структура слабоаномальных магнитных полей в океане. — Океанология, 1974, 14, № 1, с. 28–37.
- Валяшко Г.М., Городницкий А.М., Страхов В.Н., Шрейдер А.А. Изучение структуры магнитных аномалий в океане. — В кн.: Магнитные аномалии земных глубин. Киев: Наукова думка, 1976, с. 200–210.
- Валяшко Г.М., Страхов В.Н. Методика оперативной интерпретации данных морских магнитных съемок. Рукопись депонирована в ВИНТИ, 21.08.77, № 4022–77 Деп.

- Мелихов В.Р., Мирлин Е.Г., Углов Б.Д., Шрейдер А.А.* Оценка распределения магнитовозмущенных тел в коре глубоководной котловины Черного моря с помощью трансформации в нижнее полупространство. — В кн.: Морская геология и геофизика. Л.: Недра, 1972, вып. 2, с. 48—53.
- Страхов В.Н.* Об аналитическом продолжении трехмерных потенциальных полей, заданных по профилям, по формам плоской задачи. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1976, № 6, с. 25—39.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* О методах регуляризации линейных некорректных задач с учетом априорной информации о свойствах помех во входных данных. — ДАН СССР, 1976а, 228, № 2, с. 338—342.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* Об одном методе обработки данных гидромагнитных съемок. — В кн.: Магнитные аномалии земных глубин. Киев: Наукова думка, 1976б, с. 210—226.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* О проблеме выбора параметра регуляризации при решении линейных некорректных задач. — ДАН СССР, 1976в, 228, № 1, с. 128—132.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* Методика оперативной интерпретации данных гидромагнитных съемок в океане. — ДАН СССР, 1977а, 235, № 1, с. 67—71.
- Страхов В.Н., Валяшко Г.М.* Об эффективности алгоритмов фильтрации, построенных с учетом априорной информации о свойствах помех во входных данных. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1977б, № 6, с. 38—52.
- Страхов В.Н., Лапина М.И., Мирлин Е.Г.* О возможной природе магнитных аномалий рифтовой зоны Атлантического океана. — В кн.: Океанологические исследования. М.: Наука, 1974, с. 68—89.
- Удинцев Г.Б.* О структуре рифтовой зоны Индийского океана. — ДАН СССР, 1969, 185, № 4, с. 631—635.
- Удинцев Г.Б., Литвин В.М., Марова Н.А.* и др. Новые данные о морфоструктуре центральной части Срединно-Атлантического хребта. — Океанология, 1976, № 5, с. 829—836.
- Atwater T.M., Mudie J.D.* Detailed near-bottom geophysical study of the Gorda Rise. — J. Geophys. Res., 1973, 78, p. 8665—8686.
- Blakely R.J.* Geomagnetic reversals and crustal spreading rates during the Miocene. — J. Geophys. Res., 1974, 79, p. 2979.
- Cande S.C., Labreque J.L.* Behavior Earth's paleomagnetic field from the small scale marine magnetic anomalies. — Nature, 1974, 247, N 5495.
- Heirtzler J.R., Dickson G.O., Herron E.N.,* et al. Marine magnetic anomalies, geomagnetic reversals and motions of the ocean floor and continents. — J. Geophys. Res., 1968, 73, p. 2119—2136.
- Initial core description 1976. DSDP. Leg 45, 46. Univ. Calif. Press.
- Initial Reports of the deep-sea drilling project. Washington, 1975, 41.
- MacDonald K.C.* Near bottom magnetic anomalies, asymmetric spreading, oblique spreading and tectonics of the Mid-Atlantic Ridge near Lat 370 N. — Bull. Geol. Soc. Amer., 1977, 88, N 4, p. 191—210.
- Peterson M.N.A.* The Glomar Challenger completes Atlantic track; scientific goals and achievements. — Ocean Ind., 1969, 4, N 5, p. 62—67.
- Schouten H., McCamy K.* Filtering marine magnetic anomalies. — J. Geophys. Res., 1972, 77, p. 7089—7099.
- Spies P.N., Mudie J.D.* Small scale topographic and magnetic features. — In: The Sea. N.Y., 1970, 4, p. 205—250.
- Parker R.L., Huestis L.P.* The inversion of magnetic anomalies. — J. Geophys. Res., 1974, 77, p. 7089—7099.

А.А. Шрейдер, В.И. Трухин, Ю.П. Разживин
**МЕТОДИКА ПАЛЕОМАГНИТНОГО АНАЛИЗА
 МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ
 (НА ПРИМЕРЕ ИНДИЙСКОГО ОКЕАНА)**

**О ПАЛЕОМАГНИТНОМ АСПЕКТЕ ИССЛЕДОВАНИЙ
 ОКЕАНИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ**

В 50-х годах прошлого столетия ученые-магнитологи установили, что намагниченность \vec{I} горных пород состоит из двух компонент: $\vec{I} = \vec{I}_i + \vec{I}_n$. Индуктивная намагниченность $\vec{I}_i = k\vec{T}$, индуцируемая современным геомагнитным полем \vec{T} , направлена параллельно \vec{T} и изменяется при его изменении (k — суммарная магнитная восприимчивость породы). Естественная остаточная намагниченность I_n приобретает ферромагнитными минералами в геомагнитном поле \vec{T}_D ($\vec{I}_n \uparrow \vec{T}_D$), которое существовало в то время, когда образовывалась порода. \vec{I}_n сохраняет, как правило, направление относительно системы координат, жестко связанной с породой как при изменении \vec{T} , так и при перемещении породы.

Первоначальные условия, в которых образуются горные породы, оказываются очень благоприятными для формирования в них стабильной остаточной намагниченности \vec{I}_n . В изверженных породах в процессе охлаждения возникает естественная термоостаточная намагниченность, а в осадочных в результате ориентации мелких зерен ферромагнитных минералов в геомагнитном поле при их осаждении на дно водного бассейна образуется ориентационная остаточная намагниченность.

Закрепленная в породе остаточная намагниченность может сохранять "память" о величине и направлении древнего геомагнитного поля \vec{T}_D в течение многих миллионов лет. Это свойство горных пород является физической основой палеомагнитного метода. Геофизической основой метода является предположение о том, что основную часть магнитного поля Земли в прошлые геологические эпохи, так же как и в наше время, составляет поле осесимметричного диполя. Такое поле имеет только северную \vec{X} и вертикальную \vec{Z} составляющие вектора \vec{T} :

$$X = \frac{M}{R^3} \cos \varphi, \quad Z = \frac{2M}{R^3} \sin \varphi,$$

где M и R — магнитный момент и радиус Земли соответственно; φ — географическая широта, которая в приближении осесимметричного диполя совпадает с геомагнитной. Из этих уравнений видно, что магнитное наклонение $J = \text{arctg}(Z/X)$ и географическая широта φ связаны между собой следующим соотношением:

$$\text{tg} J = 2 \text{tg} \varphi. \quad (1)$$

Таким образом, направление естественной остаточной намагниченности древних пород несет информацию о наклонении древнего магнитного поля соответствующего геологического времени. В настоящее время имеются данные о том, что по крайней мере за последние 300–400 млн. лет

основная конфигурация силовых линий геомагнитного поля существенно не изменялась. Следовательно, для пород этого возраста по формуле (1) можно рассчитать их палеошироту, т.е. географическую широту, на которой находились породы в момент своего образования.

Намагниченные земным полем породы создают собственное, так называемое аномальное поле \vec{T}_a . Намагничиваются практически все горные породы, глубина расположения которых в земной коре не превышает некоторого уровня. Этот уровень определяется температурой Кюри наиболее высокотемпературных магнитных минералов ($\sim 700^\circ\text{C}$) и называется изотермической поверхностью Кюри.

В океане основными носителями магнетизма являются базальты. Исследованиями установлено [Вахье, 1976], что I_n океанических базальтов на один-два порядка превышает I_i (фактор $Q = I_n/kT$, как правило, равен ~ 10 , достигает 100 и более). Практически можно считать, что намагниченность базальтов полностью обусловлена \vec{T}_n , т.е. она приобретена ими во время их выплавления из мантии в рифтовых зонах. Именно это обстоятельство, как известно, позволило Вайну и Метьёзу [1974] выдвинуть предположение о связи линейных (полосчатых) магнитных аномалий с длительностью соответствующих эпох полярности геомагнитного поля.

Основной объем геомагнитных данных в океане получен по измерениям модуля полного вектора геомагнитного поля $|\vec{T}|$. Аномальное поле рассчитывалось как алгебраическая разность $\Delta T_a = |\vec{T}| - |\vec{T}_0|$, где $|\vec{T}_0|$ — модуль нормального поля. Величина ΔT_a не является модулем аномального поля, она равна

$$\Delta T_a \approx T_a \cos a, \quad (2)$$

где T_a — модуль вектора аномального поля ($T_a = \sqrt{H_a^2 + Z_a^2}$), а a — угол между вектором современного нормального поля \vec{T}_0 и вектором \vec{T}_a . Величина ΔT_a позволяет судить об интенсивности аномалии и (при правильном учете нормального поля T_0) о ее знаке.

Для строгого решения палеотектонических задач необходимо знать направление древнего магнитного поля в системе координат, жестко связанной с телом, вызывающим аномалию. Направление \vec{T}_D можно получить, определяя ориентацию \vec{T}_n .

Авторы ряда работ, например [Ле Пишон и др., 1977], пытались определить ориентацию \vec{T}_n путем решения прямой задачи по данным о ΔT_a . Непосредственное решение обратной задачи возможно, если имеются данные о всех (X_a, Y_a, Z_a) или хотя бы о двух (H_a, Z_a) компонентах аномального поля.

В этом разделе излагаются некоторые результаты расчета пространственной ориентации \vec{T}_n путем решения обратной задачи по данным компонентной гидромагнитной съемки в восточной части Индийского океана, выполненной в 58-м рейсе (НИС "Витязь" в 1975–1976 гг.).

Данные об угле наклонения i и склонения D вектора \vec{T}_n позволяют непосредственно определять палеошироты соответствующих литосферных блоков во время их образования. Это исследование является первым опытом решения такой задачи, поэтому основное внимание в работе уделено методическим вопросам, обсуждению имеющихся трудностей и оценке различных погрешностей.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВЕКТОРА ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Вопросам определения ориентации вектора \vec{T}_n пород, образующих аномалию, по данным компонентных съемок посвящено много работ [Заморев, 1939; Константинов, Константинова, 1967; Давыдов, 1970; Осипов, 1975; Луговенко, Луговенко, 1967; Логачев, Захаров, 1973; Яновский, 1978; и др.]. Как правило, в этих работах для определения угла наклонения i вектора \vec{T}_n используются данные о T_a, Z_a, H_a . При этом угол i определяется в вертикальной плоскости профиля наблюдений, а возмущающая масса аппроксимируется телом простой геометрической формы. Только при измерениях всех составляющих вектора аномального поля (X_a, Y_a, Z_a) возможно довольно строгое решение обратной задачи о положении \vec{T}_n в прямоугольной системе координат, связанной с поверхностью Земли (рис. 1).

По результатам компонентной морской магнитной съемки определяют величины модуля полного вектора геомагнитного поля T , вертикальной и горизонтальной составляющих Z и H . При вычитании нормальных полей из измеренных можно получить точное значение только для Z_a , так как направления векторов \vec{T} и \vec{T}_a , а также векторов \vec{H} и \vec{H}_a не совпадают между собой. Таким образом, вместо T_a и H_a получаются величины ΔT_a и H'_a . Между ΔT и истинными значениями H_a и Z_a при условии, что $\Delta T \ll T_0$ существует следующее соотношение [Логачев, Захаров, 1973]:

$$\Delta T_a = Z_a \sin J_0 + H_a \cos A_0 \cos J_0, \quad (3)$$

где J_0 — наклонение современного нормального поля \vec{T}_0 ; A_0 — угол между \vec{H}_0 и \vec{H}_a (см. рис. 1); ΔT_a — алгебраическая величина, поэтому нельзя говорить о ее направлении (напомним, что именно на исследовании величины ΔT_a основаны практически все существующие в настоящее время методы интерпретации магнитных аномалий океанов).

Соотношение между H'_a и H_a имеет вид

$$H'_a = \sqrt{(X_0 + X_a)^2 + (Y_0 + Y_a)^2} - H_0,$$

где X_0, Y_0 и X_a, Y_a — соответственно северная и восточная составляющие нормального и аномального полей. Учитывая, что $H_0^2 = X_0^2 + Y_0^2$ и вынося H_0 за знак радикала, получим

$$H'_a = H_0 \sqrt{1 + 2 \frac{X_0}{H_0} \frac{X_a}{H_0} + 2 \frac{Y_0}{H_0} \frac{Y_a}{H_0} + \frac{X_a^2}{H_0^2} + \frac{Y_a^2}{H_0^2}} - H_0.$$

Последними двумя членами под радикалом можно пренебречь, так как $X_a^2 \ll H_0^2, Y_a^2 \ll H_0^2$. Также учтем, что $Y_0/H_0 = \cos D_0$, а $X_0/H_0 = \sin D_0$, где D_0 — нормальное склонение. Разложив в ряд, получим

$$H'_a \approx H_0 \left(1 + \frac{X_a}{H_0} \cos D_0 + \frac{Y_a}{H_0} \sin D_0 \right) - H_0,$$

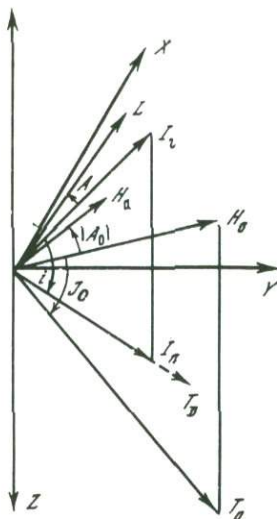
или

$$H'_a \approx X_a \cos D_0 + Y_a \sin D_0,$$

$$X_a = H_a \cos(D_0 + A_0), \quad Y_a = H_a \sin(D_0 + A_0).$$

Р и с. 1. Элементы магнитного поля

Ось X направлена на север, ось Y — на восток, ось Z — вертикально вниз; T_0 — нормальное значение вектора напряженности магнитного поля; H_0 — горизонтальная составляющая вектора T_0 ; J_0 — наклонение вектора T_0 ; I_n — вектор намагниченности тела; I_Γ — горизонтальная проекция вектора намагниченности тела; A_0 — магнитный азимут вектора H_a ; A — угол между горизонтальной проекцией вектора намагниченности тела и профилем, перпендикулярным простиранию тела; T_D — вектор напряженности земного магнитного поля во время намагничивания тела



Подставив значения X_a и Y_a в последнее уравнение для H'_a , получим:

$$H'_a \approx H_a [\cos(D_0 + A_0) \cos D_0 + \sin(D_0 + A_0) \sin D_0],$$

или

$$H'_a \approx H_a \cos A_0.$$

Не имея точных значений T_a и Z_a , нельзя непосредственно использовать методы, изложенные в упоминавшихся выше работах, для расчета параметров \vec{I}_n даже в плоскости профиля. Однако если учесть, что при гидромагнитной съемке в океане измерения ведутся на высоте 2–5 км над линейными магнитовозмущающими объектами и что это приводит к значительному сглаживанию индивидуальных особенностей аномалий, то можно в ряде случаев считать возмущающий объект сильно вытянутым (двумерным) телом симметричной формы. В основе предлагаемого метода определения пространственной ориентировки вектора \vec{I}_n лежат следующие предположения.

1. Магнитовозмущающее тело имеет вытянутую форму и симметрично относительно его простирания, т.е. имеется ось, направленная вдоль простирания аномалии, такая, что вертикальная плоскость, проходящая через эту ось, делит тело на две зеркально симметричные части.

2. Намагниченность тела определяется в основном остаточной намагниченностью I_n , т.е. $I_n \gg kT$.

3. Горизонтальная составляющая аномального поля \vec{H}_a коллинеарна проекции \vec{I}_n на горизонтальную плоскость так, что угол $|A_0|$ остается постоянным в пределах исследуемой части профиля.

Вычисления проводятся по предварительно выделенной аномалии в полях T , Z , H . Такая аномалия практически никогда не бывает изолированной, она находится во внешнем поле, обусловленном суммой полей различных источников. Это суммарное внешнее поле мы считаем нормальным, его градиент необходимо исключить. Наличие данных компонентной магнитной съемки позволяет учесть перекося поля локальной

аномалии, возникающий при неточном исключении из наблюдаемых значений величины нормального градиента.

Для расчета искоемых величин i и A можно воспользоваться соотношениями (3), а также (4) — (5). Последние справедливы в случае сильно вытянутых перпендикулярно профилю тел [Логачев, Захаров, 1973]:

$$Z_a = Z_b \sin i + H_b \cos i \cos A, \quad (4)$$

$$H_a = -Z_b \cos i \cos A + H_b \sin i, \quad (5)$$

где Z_b, H_b — значения Z_a и H_a при вертикальном намагничивании тел; A — угол между горизонтальной проекцией вектора остаточной намагниченности I_r и профилем, проходящим вкост простираения тела; i — угол наклона вектора остаточной намагниченности. Положительные значения угла A отсчитываются вправо от I_r , угла i — от горизонтальной поверхности вниз (см. рис. 1).

Для правильного выделения аномальных составляющих поля необходимо выбрать близкую к реальной модель нормального поля.

Как показал анализ нормальных полей, рассчитанных по различным теоретическим моделям [Hurwitz et al., 1974; Винц, Почтарев, 1965; Тюрмина, 1968; и др.], J_0 с хорошим приближением ($\pm 0,5^\circ$) можно определить из результатов компонентной съемки по формуле $J = \arctg \frac{Z}{H}$, а компоненты T_0, Z_0, H_0 нормального поля вдоль профиля можно аппроксимировать отрезками прямой, наклоненными под некоторыми углами. Исключение градиента поля при такой аппроксимации может служить первым приближением при выделении исследуемой аномалии, которое затем уточняется следующим образом.

Если зафиксировать три равноотстоящие точки на линии профиля и составить для приращений $\delta (\Delta T_a), \delta H'_a, \delta Z_a$ следующее равенство:

$$\frac{\delta (\Delta T_a)_1 - \delta Z_{a1} \sin J_0}{\delta H_{a1} \cos J_0 \cos A_0} = \frac{\delta (\Delta T_a)_2 - \delta Z_{a2} \sin J_0}{\delta H_{a2} \cos J_0 \cos A_0},$$

то из него вытекает, что

$$\sin J'_0 = \frac{\delta (\Delta T_a)_1 \delta H'_{a2} - \delta H'_{a1} \delta (\Delta T_a)_2}{\delta Z_{a1} \delta H'_{a2} - \delta Z_{a2} \delta H'_{a1}},$$

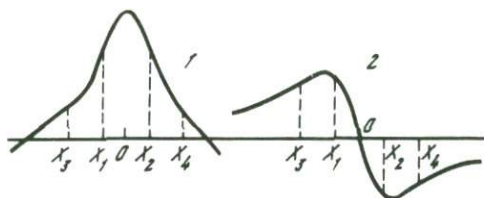
$$\cos J''_0 = \frac{\delta (\Delta T_a)_1 \delta Z_{a2} - \delta (\Delta T_a)_2 \delta Z_{a1}}{\delta H'_{a1} \delta Z_{a2} - \delta H'_{a2} \delta Z_{a1}}.$$

Из-за погрешностей измерений и расчетов по двум последним формулам получаются значения J_0 , которые, вообще говоря, не будут равны между собой. Кроме того, они вычисляются независимо. Обозначим их через J'_0 и J''_0 . При правильном введении градиентов поля величина $J'_0 - J''_0$ должна иметь минимальное среднее квадратическое отклонение от нуля. После исключения нормальных градиентов можно перейти к расчету искоемых углов по кривым Z_a, H'_a .

Рассмотрим уравнения (4) и (5). При сделанном предположении об осесимметричности тела кривая Z_b будет симметрична относительно вертикальной оси, а кривая H_b будет зеркально симметрична (рис. 2) относительно горизонтальной оси.

Рис. 2. Кривые $Z_B(t)$ и $H_B(2)$ над симметричным телом вдоль профиля, перпендикулярного простиранию тела

Точка 0 соответствует положению вертикальной оси тела; X_1, X_2, X_3, X_4 — точки, симметричные относительно вертикальной оси тела



Зафиксируем две пары точек, равноудаленных от вертикальной оси симметрии тела, и перепишем уравнение (5) следующим образом:

$$H'_a = -Z_B \cos i \cos A \cos A_0 + H_B \sin i \cos A_0.$$

Составим сумму и разность приращений в точках $X_1 - X_4$ (см. рис. 2):

$$\Delta(\Delta H'_a) = (H'_{a1} - H'_{a3}) - (H'_{a2} - H'_{a4}),$$

$$\Delta(\Delta Z_a) = (Z_{a1} - Z_{a3}) - (Z_{a2} - Z_{a4}),$$

$$\Sigma(\Delta Z_a) = (Z_{a1} - Z_{a3}) + (Z_{a2} - Z_{a4}),$$

$$\Sigma(\Delta H'_a) = (H'_{a1} - H'_{a3}) + (H'_{a2} - H'_{a4}).$$

Используя эти обозначения, можно легко показать, что

$$\Delta(\Delta H'_a) / \Delta(\Delta Z_a) = \operatorname{tg} i \cos A_0 / \cos A, \quad (6)$$

$$-\Sigma(\Delta H'_a) / \Sigma(\Delta Z_a) = \operatorname{ctg} i \cos A_0 \cos A. \quad (7)$$

Откуда

$$-\Delta(\Delta H'_a) \Sigma(\Delta H'_a) / \Delta(\Delta Z_a) \Sigma(\Delta Z_a) = \cos^2 A_0,$$

$$-\Delta(\Delta H'_a) \Sigma(\Delta Z_a) / \Delta(\Delta Z_a) \Sigma(\Delta H'_a) = \operatorname{tg}^2 i / \cos^2 A.$$

В рамках сделанных ранее предположений магнитный азимут β профиля, перпендикулярного к простиранию тела, может быть представлен в виде

$$\beta = A + A_0, \quad (8)$$

где β — угол между H_0 и профилем, перпендикулярным к телу. Уравнения (6) — (8) образуют систему с тремя неизвестными. Поскольку два уравнения тригонометрические, то решение неоднозначно. При отыскании правильных решений весьма полезным оказывается расчет прямой задачи.

Положение оси аномалии можно определить по минимуму среднеквадратического отклонения величин:

$$(\operatorname{ctg} i \cos A \cos A_0 - \overline{\operatorname{ctg} i \cos A \cos A_0}) = \min,$$

$$(\operatorname{tg} i \cos A_0 / \cos A - \overline{\operatorname{tg} i \cos A_0 / \cos A}) = \min,$$

рассчитанных по всем возможным парам точек относительно всех возможных в пределах аномалий осей.

Для определения магнитного азимута вектора \vec{I}_r , угла между горизонтальной проекцией вектора намагниченности объекта и профилем, перпендикулярным к простиранию объекта, а также угла наклона вектора намагниченности объекта по описанной выше методике была составлена программа на языке Фортран для ЭВМ "Хьюлетт-Паккард-3000". Прежде чем производить расчеты для реальных аномалий, был выполнен анализ погрешностей методики и произведено обоснование необходимого размера массива для расчетов, а также шага, с которым следует производить расчеты.

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

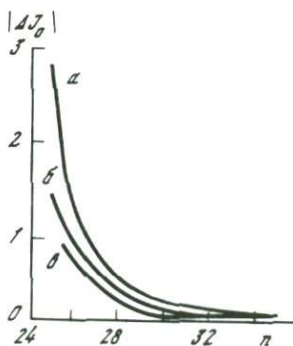
При определении углов A , A_0 , i по методике, изложенной выше, оказалось необходимым знать такие величины, как размер числового массива и шаг, с которым мы изменяем градиент, и их влияние на искоемые параметры. Для проведения этих оценок использовались расчетные поля ΔT , Z_a , H_a над призмами бесконечного простираения.

Проблема выбора размера массива, описывающего аномалию, возникает в связи с тем, что обсчет большого количества точек ведет к значительным затратам машинного времени. Для оценки оптимального размера массива были просчитаны модельные аномалии, которые содержали массивы из 101, 51, 33, 29, 27, 25 точек. Получено, что для массивов с малым количеством точек ошибки округления влияют на точность определения углов. Это влияние становится исчезающе малым при размере массива более 33 точек для любого шага, с которым делается расчет. Последнее видно из рис. 3, иллюстрирующего зависимость модуля погрешности определения угла J_0 от величины массива счета при различных шагах расчета.

При исключении нормальных градиентов возникает проблема выбора оптимального шага измерения наклона аномалии в каждом из полей. С этой точки зрения приведем оценки погрешностей вычисления угла наклона внешнего поля, вызванные неточностями в определении градиентов поля T_0 , Z_0 , H_0 . Угол J_0 , заданный в модели, равнялся 30° . Массив был описан 33 точками. Градиенты рассматриваемых кривых отличались от истинных на величину $\pm (0,1-10)$ нТл/шаг.

Значения угла наклона представлены в табл. 1. Из нее видно, что если погрешность исключения нормального градиента по компонентам не превышает 0,5 нТл, то ошибки определения J_0 несущественны. Если погрешность не превышает 1 нТл, то угол наклона определяется с точностью до 2° (варианты 4, 7, 8, 9, 11, 16, 17, 19). Если ошибка больше, но не превышает 3 нТл по каждой компоненте, то угол J_0 определяется с погрешностью до 5° (варианты 1, 2, 10, 15). Если же хотя бы по одной компоненте ошибка была более 3 нТл, погрешность определения резко увеличивается и превосходит 10° и более. Проведенные расчеты привели нас к выводу, что используемая методика позволяет исправлять нормальные градиенты с точностью не хуже, чем шаг изменения градиентов. Поэтому представление исследуемой аномалии массивом с объемом не менее чем 33 точки в каждом из полей позволяет при шаге не более 0,2 нТл исключать нормальный градиент в полях T , Z , H с погрешностью не более 0,5 нТл на шаг по профилю наблюдений, что практически не влияет на точность последующих расчетов.

Рассмотрим теперь вопрос о погрешностях определения оси тела, а также углов A , A_0 , i . Для оценки погрешности определения положения оси возмущающего тела в зависимости от ошибок определения нормальных градиентов в полях Z и H обратимся вновь



Р и с. 3. Зависимость величины модуля погрешности определения угла J_0 (в град) от величины массива счета при различных шагах расчета

a — при шагах 0,1 и 0,3; b — 0,2; $в$ — 0,05 нТл

Таблица 1

Вариант	Нормальные градиенты в полях			J_0 , град	Положение оси тела	i , град	A_0 , град	A , град
	T	H	Z					
1	6,0	7,0	-9,0	25,6	17	-23	-13	43
2	3,0	4,0	-4,0	34	-	-	-	-
3	3,0	9,0	-6,0	71,8	-	-	-	-
4	3,8	4,8	-6,8	28,6	17	-21,6	-16,7	46,7
5	5,0	5,0	-10,0	23,8	17	-19,4	-21	51
6	9,0	10,0	-12,0	23	18	-5,7	-56,4	86,4
7	3,0	4,0	-5,0	31,8	17	-23,4	-12	42
8	4,0	5,0	-7,0	28,3	17	-21,9	-16	46
9	2,0	3,0	-5,0	32	17	-17,4	-25	55
10	1,0	2,0	-4,0	35	17	-13,8	-31	61
11	3,5	4,5	-6,5	29	17	-21	-17,9	47,9
12	7,0	8,0	-10,0	24,6	17	-21	-17,9	47,9
13	7,0	8,0	-10,0	24,6	17	-21	-17,9	47,9
14	3,0	0	-6,0	15,6	17	-5,0	-47,5	77,5
15	4,0	4,0	-4,0	34	-	-	-	-
16	3,5	4,0	-5,0	30	-	-	-	-
17	2,9	4,0	-6,1	30	17	-19,8	-20,4	50,4
18	3,0	4,0	-6,0	30	17	-20	-20	50
19	2,9	3,25	-4,9	30	17	-19	-21,9	51,9

Примечание. Точные параметры модельного тела, аномалии над которым описаны массивами из 33 точек в полях T, H, Z , соответствуют варианту 18.

Таблица 2

σ_H	σ_Z	Положение оси тела	i , град	A_0 , град	A , град
0	0	17	-20	-20	50
1,5	3,3	17	-17,2	-29	59
2,5	4,5	17	-17	-30	60
3,2	5,8	17	-16,7	-32	62
4,0	7,0	13	-11	-70	100
5,6	9,5	19	-8	-54	84
15,7	27,4	13	-3,7	-74	104

Примечание. Точные параметры модельного тела те же, что и в табл. 1.

к табл. 1. Из нее видно, что если ошибка в определении указанных выше градиентов меньше 5 нТл, ось тела определяется точно. Т.е. прежние наши допуски не выходят за пределы погрешности градиентов, при которых ось тела будет определена с погрешностью, равной хотя бы шагу вдоль профиля наблюдений. Данные, приведенные в табл. 1, показывают также, что угол i определяется с точностью 3–4°, если погрешность исправления нормальных градиентов Z и H не превышает величины 2 нТл на шаг по L ,

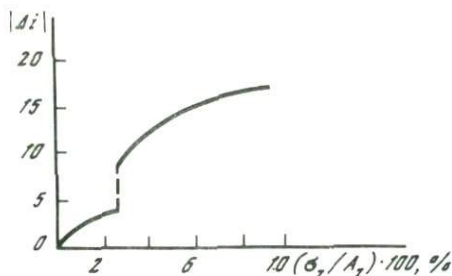


Рис. 4. Зависимость величины модуля ошибки в определении угла i (в град) от отношения среднего квадратического отклонения "шума" к амплитуде аномалии в поле Z

и с точностью $< 1^\circ$, если эта погрешность будет меньше 1,1 нТл (варианты 17–19).

Важно отметить, что ошибки в определении углов A и A_0 всегда больше, чем в определении угла i . Например, при погрешности исправления нормальных градиентов в 2 нТл углы A и A_0 определяются с ошибкой в $7-8^\circ$. Если же ошибка определения градиента хотя бы по одной компоненте будет больше 3 нТл, то углы будут определяться с большими погрешностями (варианты 6, 14).

Таким образом, если аномалия представлена в каждом из полей массивом в 33 точки, а исправление нормальных полей проведено с шагом 0,2 нТл, то конечная точность искомым величин угла намагниченности объекта будет не хуже, чем 1° , а углов $A, A_0 - 2^\circ$.

До сих пор мы рассматривали аномалию в полях T, Z, H , не осложненную никакими погрешностями, кроме ошибок округления и ошибок методов цифровых расчетов. В то же время реальные аномалии, наблюдаемые в океане, всегда осложнены каким-либо случайным "шумом", обусловленным многими причинами, в частности условиями наблюдений геомагнитного поля. Для исследования влияния шума на результаты расчетов исходные модельные кривые осложнялись случайными помехами (шумом).

Предполагалось, что шум изотропен в пространстве. По кривым аномалий компонент, осложненных шумом, определялись искомые углы. Результаты расчетов приведены в табл. 2 и на рис. 4. На этом рисунке в качестве примера показана величина модуля погрешности в определении угла намагниченности тела $|\Delta i|$ в зависимости от отношения среднего квадратического отклонения δ_z шума к амплитуде аномалии в поле Z . График функции монотонно возрастает до значения $\delta_z/A_z = 2,3\%$. Максимальная ошибка определения угла намагниченности при этом не превосходит $3,5^\circ$, а углов $A, A_0 - 7^\circ$. При значении $\delta_z/A_z = 2,3\%$ функция претерпевает скачок и ошибки в определении искомых углов начинают превосходить величину 10° и более. Табл. 2 показывает, что такое резкое возрастание ошибки связано с возникшей погрешностью в определении вертикальной оси тела.

По результатам наблюдений в 58-м рейсе НИС "Витязь" нами были просчитаны величины средних квадратических отклонений от осредняющих кривых на разных участках маршрутов. Такие отклонения колеблются от 10 до 25 нТл. При этом величина δ_H/A_H в поле H (наклонение вектора поля изменялось в пределах $20-60^\circ$) оказывалась в 1,5 раза меньше, чем в поле вертикальной составляющей. С учетом полученных выше результатов можно сказать, что угол намагниченности будет определяться с точностью $3-4^\circ$, если аномалия в полях Z и H будет иметь

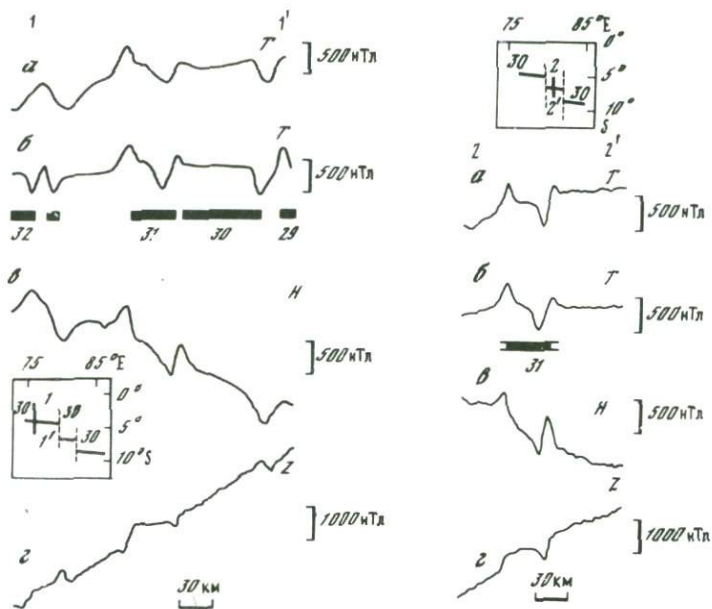
амплитуду не меньше 500 нТл. Такие аномалии довольно редки в океане. Если же аномалия имеет меньшую амплитуду, то необходимо провести предварительное сглаживание кривых. Таким образом, в результате проведенного анализа получено, что рабочий массив, описывающий аномалию, должен быть предварительно сглажен так, чтобы соотношение между средним квадратическим отклонением реальных точек от сглаженной линии и амплитудой аномалии (в полях с наклоном вектора современного поля 20–60°) не превосходило величины 2,3%. Минимальный размер массива в каждом из полей компонент вектора должен быть не менее 33 точек. Тогда при исключении региональных градиентов с шагом не более 0,2 нТл можно получить угол i с погрешностью не хуже 5°, а углы A и A_0 — не хуже 10°. Важнейшим путем получения надежных результатов следует считать проведение расчетов по серии профилей, пересекающих исследуемый объект.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ ВЕКТОРА ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ КОТЛОВИНЕ ИНДИЙСКОГО ОКЕАНА

Рассмотрим результаты расчетов по разработанной методике аномалий, зарегистрированных в 58-м рейсе НИС "Витязь" в Индийском океане [Шрейдер, Трухин, 1977; 1979]. Наблюдения проводились с помощью компонентного магнитометра КМ-3 в комплексе со спецпроцессором "Меридиан". Определение значений компонент производилось методом компенсации. Датчик поля T в магнитометре КМ-3 помещен в систему вертикально ориентированных колец. С их помощью создается дополнительное вертикальное поле, равное по величине и обратное по направлению вертикальной составляющей магнитного поля Земли. Поддержание требуемой величины компенсирующего поля Z производится процессором "Меридиан" автоматически. При этом очевидно, что оставшаяся нескомпенсированная часть магнитного поля равна горизонтальной составляющей H , которая наряду с величиной T непосредственно измеряется прибором. Величина Z вычисляется по формуле

$$Z = (T^2 - H^2)^{1/2}.$$

Для анализа были выбраны профили вдоль маршрута НИС "Витязь" в Центральной котловине Индийского океана. Центральная котловина охватывает огромный район от Мальдивского хребта на западе до Восточно-Индийского хребта на востоке. С севера она ограничена п-овом Индостан, с юга ее граница проходит по гребню Центрально-Индийского срединно-океанического хребта. С точки зрения теории тектоники литосферных плит Центральная котловина представляет собой часть огромной литосферной плиты, движущейся в настоящее время в север-северо-восточном направлении. Магнитометрическая изученность котловины весьма неравномерна и далеко не достаточна. Тем не менее имеющиеся данные по полю ΔT позволили Маккензи и Слейтеру [McKenzie, Sclater, 1971] установить простираание нескольких линейных магнитных аномалий (рис. 5 и 6) и определить их нумерацию в соответствии с геохронологической шкалой. Они также предположили наличие ряда трансформных разломов. Так, субмеридиональный трансформный разлом Индранги намечен в районе 79° в.д., а разлом Индира — в районе 81° в.д. По этим разломам проходит смещение аномалий вплоть до 33-й. Анализ простираания



Р и с. 5. Магнитные аномалии $T(a)$, $H(a)$, $Z(z)$, измеренные в 58-м рейсе НИС "Витязь" к югу от о-ва Шри-Ланка на профиле 1—1' (положение показано на врезке)

Теоретические аномалии (б) в модели расширяющегося дна, как и положение аномалии 30 на врезке, показаны в соответствии с Маккензи и Слейтором [McKenzie, Sclater, 1971].

Черным цветом обозначены прямо намагниченные блоки

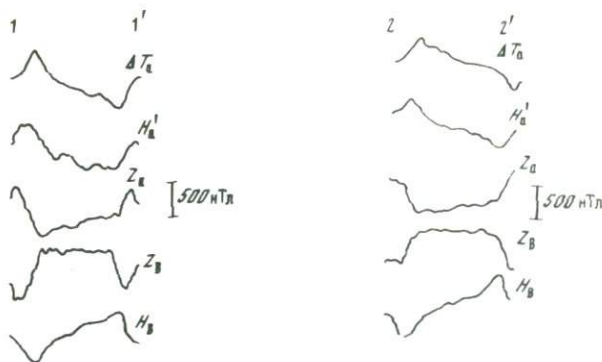
Р и с. 6. Магнитные аномалии, измеренные в 58-м рейсе НИС "Витязь" к югу от о-ва Шри-Ланка на профиле 2—2'

Обозначения те же, что на рис. 5

аномалий и зон разломов к югу от Шри-Ланка привел указанных авторов к выводу, что полюс вращения Центрально-Индийской плиты относительно Антарктической расположен приблизительно на 10° с.ш., 70° в.д.

Севернее аномалии 33b пока не обнаружено аномалий, которые могли бы быть идентифицированы с магнитохронологической шкалой. На основании расчета теоретических аномалий в модели разрастающегося дна Маккензи и Склейтер сделали вывод, что древние аномалии Центральной котловины были образованы при разрастании дна в сторону от оси раскрытия, расположенной на 40° ю.ш. Азимут оси, обеспечивающий наилучшее совпадение наблюдаемых и теоретических аномалий, оказался равным 135° .

Одна из особенностей рассматриваемой котловины состоит в том, что скорость и направление разрастания дна во времени не оставались постоянными. Отметим, что в последние 10 млн. лет его скорость составляет 2 см/год. В период времени образования 29—30-й аномалий скорость разрастания была значительно выше. Расчеты [McKenzie, Sclater, 1971], показывают, что в случае правильной идентификации аномалий скорость в момент образования аномалий 32 составляла 5,7 см/год, а при образовании аномалий 30 и 29 она увеличилась до 8,8 см/год. Отметим также, что не исключена вероятность того, что после формирования аномалии 22



Р и с. 7. Магнитная аномалия 31 на профиле 1—1' (см. рис. 5) в полях T , H , Z после исключения нормальных градиентов

Z'_B , H'_B — аномальные значения в полях Z , H , приведенные к вертикальному намагничиванию

Р и с. 8. Магнитная аномалия 31 на профиле 2—2' (см. рис. 6) в полях T , H , Z после исключения нормальных градиентов

Обозначения те же, что на рис. 7

разрастание замедлилось или даже прекратилось на несколько миллионов лет.

На участке исследований в 58-м рейсе НИС "Витязь" линейные аномалии рассечены трансформным разломом, поэтому расчетные профили были выбраны так, чтобы пересечь аномалии 30 и 31 по обе стороны разлома. Отметим, что величина смещения аномалий по разлому составляет 300 км.

При выборе решения нами учитывалась приведенная выше априорная информация о том, что ось разрастания, на которой образовалось аномальное тело, обусловившее аномалию 31 (возраст ее около 72 млн. лет), имела простирание северо-запад — юго-восток. Для первого профиля в результате расчетов i оказалось равным 51° , для второго — 55° . По известному углу наклона вектора намагниченности согласно (1) можно определить палеошироту, на которой были образованы аномалии. Для профиля 1—1' палеоширота оказалась равной $\varphi_1 = -32^\circ$, а для профиля 2—2' $\varphi_2 = -35^\circ$. Анализируя углы A , мы можем сказать, что азимут простирания Центрально-Индийского срединно-океанического хребта 72 млн. лет назад был близок к 125° (рис. 7 и 8).

Так как сейчас аномалия 31 имеет практически широтное простирание (ее азимут составляет 96°), а угол нормального наклона близок к -30° , можно сказать, что полученные данные независимо от приведенного выше анализа аномалий ΔT_{ϵ} свидетельствуют о значительных перемещениях дна Центрально-Индийской котловины в системе координат, связанной с осью земного магнитного диполя, которая является "внешней" по отношению к плитам.

Получение точных параметров "абсолютного" движения не может быть достигнуто на основании анализа лишь одной аномалии, пересеченной ограниченным числом профилей. На данном этапе мы ставили своей целью показать возможности методики и значение получаемых результатов для палеотектонического анализа. В то же время сопоставление хорошо соответствующих друг другу результатов расчетов по двум анали-

зируемым профилям с результатами определения палеоширот и ориентации оси разрастания, по Маккензи и Слейтеру, указывает на несовпадение этих данных. В случае справедливости результатов наших расчетов получается вывод о меньшем по масштабу "абсолютном" перемещении конструктивной границы Центрально-Индийской плиты. Это перемещение происходило в северо-восточном направлении и составило около 700 км за 72 млн. лет. Если оно было равномерным, то его средняя линейная скорость может быть оценена в 1 см/год.

Дальнейшее усовершенствование методики, в частности определение точных соотношений между углами A и A_0 , дает возможность рассчитывать не только палеошироты, но и положение палеополусов для соответствующих литосферных блоков. Данные о различных компонентах аномального поля позволяют более детально изучать аномалии и магнитовозмущающие объекты, и, что особенно важно, на основе компонентных съемок с помощью разработанного метода можно получать количественные характеристики движения и скорости литосферных блоков. Все это указывает на необходимость широкого внедрения в практику морских магнитометрических исследований компонентных съемок.

ЛИТЕРАТУРА

- Вахье В.* Геомagnetизм в морской геологии. Л.: Недра, 1976. 192 с.
- Вайн Ф., Метьюз Д.* Магнитные аномалии над океаническими хребтами. — В кн.: Новая глобальная тектоника. М.: Мир, 1974, с. 32—37.
- Винц Б.Д., Почтарев В.М.* Построение нормального магнитного поля расчетным путем. — В кн.: Настоящее и прошлое магнитного поля Земли. М.: Недра, 1965, с. 79—87.
- Давыдов В.Ф.* Определение направления естественной остаточной намагниченности горных пород с помощью трехкомпонентной магнитной съемки. — В кн.: Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. по вопросам постоянного магнитного поля, магнетизма горных пород и палеомагнетизма. М.: ИЗМИРАН, 1970, ч. III, с. 186—190.
- Заморев А.А.* Об интерпретации значений производных потенциала возмущающих масс. — Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз., 1939, №6, с. 185—191.
- Константинов Г.И., Константинова Л.С.* Определение направления намагниченности возмущающих тел по данным полевых измерений. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1967, № 7, с. 37—41.
- Ле Пишон К., Боннин Ж., Фрэншто Ж.* Тектоника плит. М.: Мир, 1977. 288 с.
- Логачев А.А., Захаров В.П.* Магниторазведка. Л.: Недра, 1973. 347 с.
- Луговенко В.Н., Луговенко И.Н.* Определение направления вектора намагниченности магнитных пород путем вычисления некоторых статистических параметров аномального магнитного поля. — Геомagnetизм и аэрономия, 1967, 7, № 3, с. 17—21.
- Осипов Г.В.* Проблема определения палеомагнитного вектора по магнитным аномалиям на море. — В кн.: Морская геология и геофизика. М.: ВИЭМС, 1975, с. 12—14.
- Тюрмина Л.О.* Аналитическая модель геомагнитного поля. — Геомagnetизм и аэрономия, 1968, 8, № 5, с. 37—39.
- Шрейдер А.А., Трухин В.И.* Компонентная магнитная съемка Восточно-Индийского хребта. — В кн.: Тез. докл. I съезда советских океанологов. М.: Наука, 1977, вып. III, с. 21.
- Шрейдер А.А., Трухин В.И.* Об определении пространственной ориентировки вектора остаточной намагниченности по аномалиям магнитного поля. — В кн.: Комплексные исследования Мирового океана. М.: ВИНТИ, 1979, с. 310.
- Яновский Б.М.* Земной магнетизм. Л.: ЛГУ, 1978. 591 с.
- Hurwitz I., Fabiano E., Peddie N.* A model of the geomagnetic field for 1970. — J. Geophys. Res., 1974, 79, N 11, p. 43—50.
- McKenzie D., Sclater J.* The evolution of the Indian ocean since the late cretaceous. — Geophys. J. Roy. Astron. Soc. London, 1971, 25, p. 437—528.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА БАЗАЛЬТОВ ОКЕАНСКОГО ЛОЖА

Количество данных о магнитных свойствах пород, поднятых со дна океана, за последние годы значительно увеличилось. Подавляющая часть образцов, полученных к настоящему времени в результате драгирования, относится к срединно-океаническим хребтам. Значительно меньшее количество образцов было отобрано с таких структур, как океанические котловины, подводные горы, глубоководные желоба и внутренние моря. По петрографическим данным океаническая кора сложена базальтами, долитами, габбро, ультраосновными породами и различными метаморфизованными разновидностями перечисленных пород [Дмитриев, 1973]. Гистограммы, приведенные на рис. 1, показывают, что свежие базальты являются преобладающим типом пород, слагающих океаническую кору в пределах срединных хребтов и поднятий.

Второе место по частоте встречаемости занимают ультраосновные породы. Вклад габбро, метаморфических пород и измененных базальтов относительно невелик.

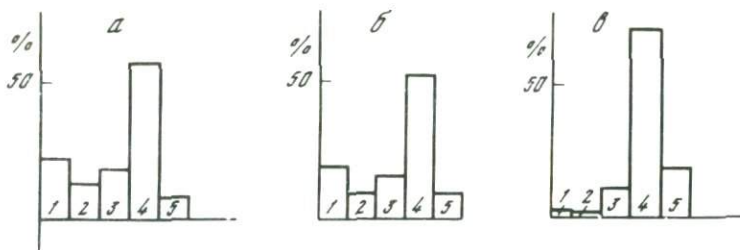
Наиболее интересными представляются результаты изучения магнитных свойств базальтов, полученных в результате глубоководного бурения. Применение бурения позволяет получать образцы коренных пород не только с поверхности дна океана, но и с различных горизонтов океанической коры.

В основу настоящего исследования, помимо многочисленных данных о магнитных характеристиках драгированных пород [Pecherskiy, 1976; Печерский, Мирлин, 1971; Печерский, Назарова, 1974; 1976; Мирлин и др., 1975], включены результаты изучения коллекций базальтов из следующих рейсов бурового судна "Гломар Челленджер": рейс 6 (скв. 57) [Initial..., Leg 6, 1971], рейс 7 (скв. 61, 63) [Initial..., Leg 7, 1971], рейс 16 (скв. 157, 163, 164) [Initial..., Leg 16, 1973], рейс 19 (скв. 192A) [Initial..., Leg 19, 1973], рейс 25 (скв. 250, 251, 253, 254, 256, 257) [Initial..., Leg 25, 1974], рейс 28 (скв. 265–267, 274) [Initial..., Leg 28, 1975], рейс 33 (скв. 315A, 317A) [Initial..., Leg 33, 1976], рейс 34 (скв. 319, 319A, 320B, 321) [Initial..., Leg 34, 1976], рейс 37 (скв. 332A, 332B, 333A, 334, 335) [Initial..., Leg 37, 1977], рейс 38 (скв. 336–338, 342–345, 348, 350) (данные К.В. Попова), рейс 39 (скв. 353, 354) [Initial..., Leg 39, 1977], рейс 49 (скв. 407–411, 412A, 413) [Печерский и др., 1979].

Результаты бурения не нарушают закономерности, показанной на гистограммах рис. 1. И по вертикальному разрезу океанической коры, что особенно хорошо видно на примере скважин, прошедших по коренным породам более 100 м (скв. 332A, 332B, 333A, 334, 335, 395, 396, 407, 409), базальты являются наиболее распространенным типом пород.

Эти базальты характеризуются относительно высокой петрографической однородностью и имеют узкие пределы колебаний содержания главных породообразующих окислов.

Рассмотрим магнитные свойства драгированных базальтов. Свежие базальты рифтовых зон срединно-океанических хребтов характеризуются чрезвычайно высокой магнитной однородностью, выражающейся в низких значениях точек Кюри T_C (100–200°С) и высоких значениях естест-



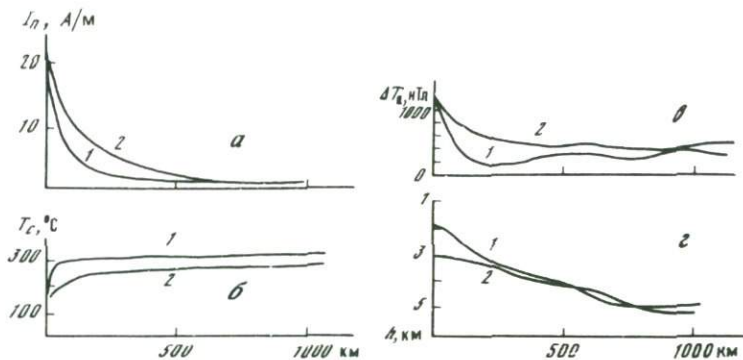
Р и с. 1. Частота встречаемости главных типов пород при драгировании дна океана [Дмитриев, 1973]

а — срединных хребты (число образцов $N=424$); *б* — Атлантический океан ($N=382$); *в* — Тихий океан ($N=234$). 1 — ультраосновные породы; 2 — габбро; 3 — метаморфизованные породы; 4 — свежие базальты; 5 — выветрелые базальты

венной остаточной намагниченности I_n (обычно больше 10 А/м), что характерно для базальтов зон растяжения [Печерский и др., 1975].

Базальты на дне океана подвергаются изменениям, связанным главным образом с подводным выветриванием, а также с разными типами низкотемпературного метаморфизма. Лабораторные исследования искусственных и природных титаномагнетитов показали, что в результате низкотемпературного окисления, особенно в присутствии воды, стехиометрический титаномагнетит переходит в катиондефицитный (титаномаггемит) [Ozima, Larson, 1970; Readman, Reilly, 1972; Ozima, Sakamoto, 1971]. Именно процесс титаномаггемитизации чрезвычайно характерен для океанических базальтов, особенно драгированных с поверхности. В ходе такого процесса падает намагниченность материала, растут его точка Кюри и магнитная жесткость. Более глубокие изменения как в результате выветривания, так и метаморфизма ведут обычно к разрушению титаномагнетита и титаномаггемита с образованием в конечном счете немагнитных минералов, содержащих железо и титан, в результате чего породы заметно теряют свою намагниченность, вплоть до того, что становятся практически немагнитными. Пространственное распределение средних величин естественной остаточной намагниченности I_n и точек Кюри T_C с удалением от осей Срединно-Атлантического хребта (САХ) и Восточно-Тихоокеанского поднятия (ВТП) показано на рис. 2, *а*, *б*. В связи с магматической активностью в рифтовых зонах базальты подвергаются прогреву и гидротермальному воздействию. Поэтому среди базальтов рифтовых зон встречаются как свежие, так и измененные разности. С удалением от оси хребта базальты на дне океана подвергаются главным образом подводному выветриванию, вследствие чего уменьшается I_n и растет T_C базальтов. Чем дальше от оси хребта, тем степень подводного выветривания базальтов оказывается в среднем выше. Трудно предположить, учитывая высокую магнитную однородность свежих базальтов рифтовых зон, что процесс окисления базальтов на дне океана на разных расстояниях от оси хребта идет по-разному, так как условия выветривания практически идентичны. Для равных расстояний от осей САХ и ВТП степень окисления драгированных базальтов оказывается различной. Однако если привести эти данные к одной скорости спрединга, то степень окисления базальтов окажется почти одинаковой.

Вслед за намагниченностью с удалением от оси срединных хребтов закономерно убывает амплитуда аномалий магнитного поля (рис. 2, *в*).



Р и с. 2. Средние значения I_n (а), T_c минимально измененных базальтов (б), ΔT_a (в), глубин дна (г) с удалением от осей САХ (1) и ВТП (2)

При построении рис. 2, в были использованы различные материалы: для Срединно-Атлантического хребта — данные магнитных съемок 6-го и 10-го рейсов НИС "Академик Курчатов", а также региональные, трансатлантические профили магнитного поля, построенные американскими исследователями [Loncarevic, 1966; Talwani et al. 1971], для Восточно-Тихоокеанского поднятия — данные магнитной съемки для профилей, расположенных между 42 и 48° с.ш. [Ideo Surveyor Seamar, 1971], и результаты магнитной съемки, проведенной американскими судами между 30 и 60° ю.ш. [Ваке, 1976]. Все профили, как правило, были ориентированы вкрест простирания срединно-океанических хребтов. Имеются веские доводы в пользу того, что изменение ΔT_a с удалением от оси срединного хребта определяется в первую очередь изменением намагниченности пород магнитоактивного слоя, а не влиянием глубины дна (рис. 2, г) [Мирлин и др., 1975].

Если сравнить средние значения I_n и ΔT_a для равных расстояний от осей САХ и ВТП, то между ними существует четкая положительная корреляция, которая устанавливает тесную связь аномального магнитного поля с магнитными характеристиками базальтов (рис. 3). Следовательно, существует направленный процесс изменения базальтов, который приводит к специфическому перераспределению магнитных характеристик. С некоторого расстояния (различного для разных океанов) для базальтов, залегающих на поверхности, эта корреляция нарушается, что связано с их заметным выветриванием. Отмеченная корреляция говорит о несомненном существенном вкладе в аномальное магнитное поле базальтов, лежащих на поверхности дна океана, но лишь в некотором интервале (200 км для САХ и 800 км для ВТП). Следовательно, помимо поверхностных базальтов, существуют и иные, более глубокие источники аномального магнитного поля. Начиная с указанных расстояний вклад более глубоких источников в аномальное магнитное поле становится определяющим. Судя по относительно небольшому разбросу средних величин ΔT_a за пределами его корреляции с I_n поверхностных базальтов, магнитоактивный слой достаточно однороден по своей намагниченности.

Строение магнитоактивного слоя можно представить себе следующим образом. Его верхняя часть (несколько сотен метров) сложена главным образом пиллоу-базальтами. В осевой части хребта это свежие и высоко-

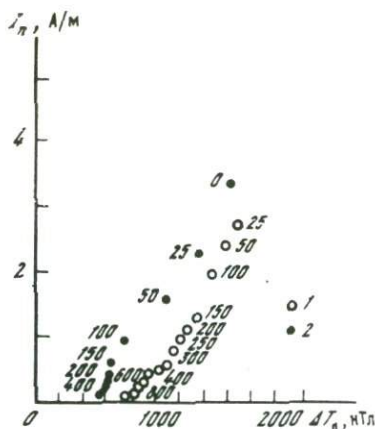
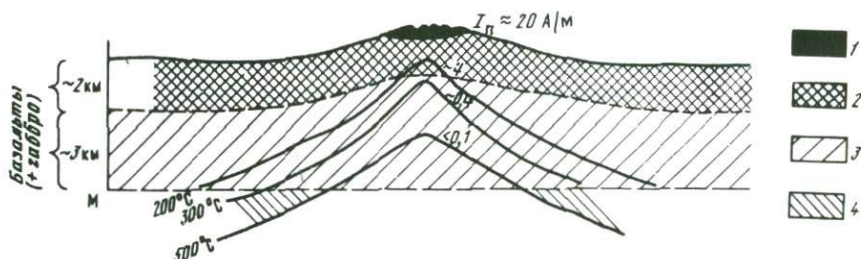


Рис. 3. Корреляция средних значений I_n и ΔT_a для равноудаленных от оси срединного хребта интервалов

1 — ВТП; 2 — САХ. Цифры у точек — расстояния от осей хребтов, км

Рис. 4. Модель магнитоактивного слоя срединно-океанических хребтов

1 — свежие высокомагнитные базальты рифтовых зон; 2 — маггемитизированные базальты; 3 — базальты, подвергшиеся зеленокаменному метаморфизму; 4 — ультраосновные породы. Положение изотерм по данным Смирнова и Половой [1975]



магнитные породы (средняя I_n больше 10 А/м). В процессе спрединга намагненность их быстро уменьшается. Глубже магнитоактивный слой сложен относительно свежими и частично окисленными базальтами, в разной степени раскристаллизованными вплоть до полнокристаллических субвулканических и интрузивных разностей. Средняя намагненность этой части слоя по данным глубоководного бурения составляет 4 А/м.

На основании сказанного в сочетании с моделью инверсий геомагнитного поля была рассчитана мощность магнитоактивного слоя. Для разных профилей магнитной съемки, выполненной в области САХ и ВТП, средняя мощность слоя получилась около 2 км, что согласуется с геотермическими данными: изотерма 300°C , являющаяся нижним пределом зеленокаменного метаморфизма, который ведет к резкому уменьшению намагненности пород, находится на глубине около 2 км [Смирнов, Попова, 1975] (рис. 4).

В данной модели принимается в среднем однородное строение магнитоактивного слоя, выражающееся в однородности магнитных свойств базальтов и их однообразном вторичном изменении, закономерно нарастающем с удалением от оси срединного хребта. Однако данные глубоководного бурения показывают, что в строении магнитоактивного слоя отмечаются и определенные отклонения от такой однородности. Для примера рассмотрим результаты изучения колонок их скважин 395А и 332В, прошедших по коренным породам соответственно 560 и 582 м, пробуренных вблизи осевой зоны САХ на 22 и 36° с. ш.

Для этих скважин отобраны представительные коллекции образцов, достаточно равномерно распределенных по всей колонке, включающих

главные разновидности пород. Вторичные изменения базальтов по вертикальному разрезу скважин крайне неравномерны. В общем степень изменения базальтов с глубиной растёт, однако процесс изменений идет неравномерно: доля свежих базальтов сначала падает, а затем даже растёт и вновь падает на глубине, большей 500 м. Сказанное отражается в распределении магнитных характеристик по разрезу скважин: в незакономерных колебаниях намагниченности насыщения I_s , а также I_n , T_C и магнитной жесткости по глубине [Печерский и др., 1979]. Данные бурения показывают, что по вертикальному разрезу скважин величина намагниченности колеблется примерно в тех же пределах, что и для драгированных базальтов, средняя же ее величина меняется от 3 до 5 А/м и согласуется с верхним уровнем намагниченности драгированных базальтов.

Имеются данные о том, что степень вторичного окисления пород зависит от степени раскристаллизации. Так, например, наименее проницаемыми оказываются массивные полнокристаллические базальты, среди которых даже в довольно древних образцах наиболее часто встречаются свежие разности. В наибольшей степени подвержены изменениям базальты, содержащие 40–60% стекла, в них титаномагнетит наиболее легко окисляется [Печерский и др., 1979].

Вполне возможно, что однородность окисления драгированных базальтов объясняется чрезвычайно стабильными условиями подводного выветривания, тогда как внутри магнитоактивного слоя условия изменения нестабильны. Однако, несмотря на неоднородность базальтов, полученных при бурении, и для них в среднем сохраняется тенденция к уменьшению I_n , I_s и росту T_C с увеличением возраста срединных хребтов примерно от 1 до 140 млн. лет (рис. 5). В силу сказанного выше эта тенденция выражена намного слабее, чем в случае драгированных базальтов, тем более, что в интервале до 1–2 млн. лет у нас нет данных по базальтам, полученным при бурении. Их дополняют данные по базальтам, драгированным непосредственно в рифтовых долинах и на их склонах [Печерский, Назарова, 1974; Johnson, Atwater, 1977]. Значения I_n базальтов из скважин, прошедших по породам фундамента лишь первые метры, как правило, нарушают отмеченную тенденцию и не показательны для глубоких горизонтов океанической коры.

Существование корреляции между I_n и I_s базальтов, полученных при бурении (с учетом того, что точка Кюри этих базальтов меняется незначительно), свидетельствует о том, что вариации I_s связаны практически только с вариациями концентраций титаномагнетита в базальтах и не зависят от условий их кристаллизации (рис. 6).

Обратим внимание на следующий факт: средняя по скважине естественная остаточная намагниченность свежих базальтов не превышает 6,5 А/м, тогда как у базальтов, драгированных в осевой части рифта, она превосходит 10 А/м. Однако по I_s и T_C базальты практически не различаются, следовательно, они не отличаются по составу и концентрации магнитных минералов. Различия в I_n могут быть связаны с различной магнитной жесткостью драгированных и полученных при бурении базальтов. Очевидно, в базальтах, драгированных в осевых зонах хребтов, заметно выше концентрация очень мелких, близких к однодоменным зерен, чем в базальтах их скважин. Среди драгированных базальтов преобладают пиллоулавы, в то время как среди свежих базальтов из скважин чаще встречаются полнокристаллические и близкие им разности, в которых преобладают

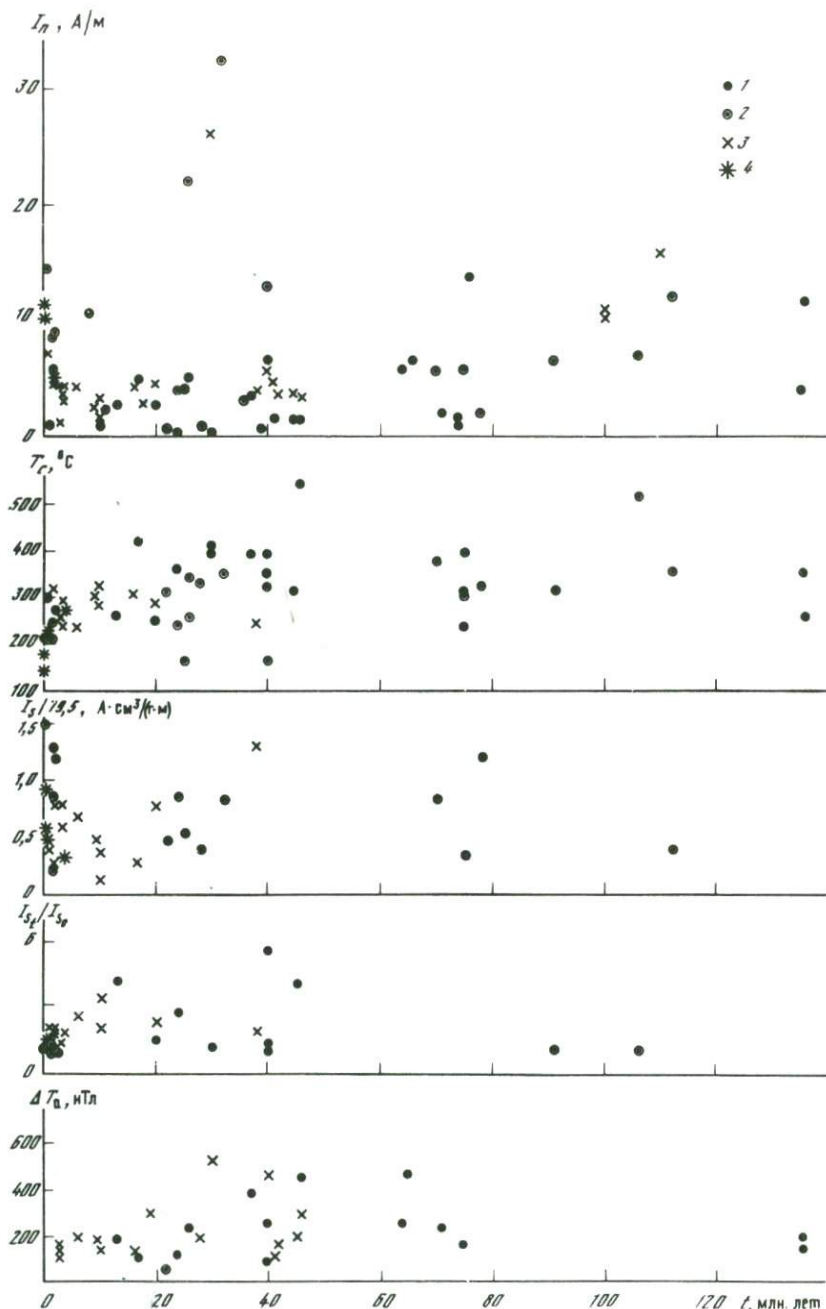
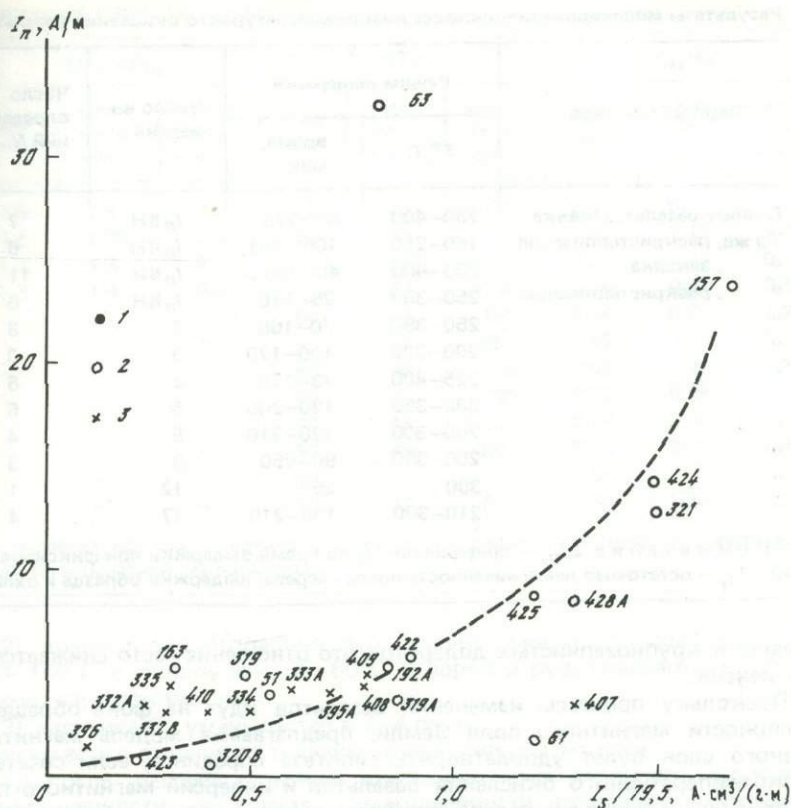


Рис. 5. Зависимости магнитных свойств базальтов из скважин от их возраста
 1—3 — базальты Индийского, Тихого и Атлантического океанов соответственно;
 4 — данные драгировок



Р и с. 6. Корреляция I_s и I_n для базальтов из скважин
 1—3 — базальты Индийского, Тихого и Атлантического океанов соответственно

относительно крупные, многодоменные зерна. Несомненно, под pillow-базальтами в осевых зонах хребтов возрастает доля крупных подушек и массивных потоков, средняя I_n которых должна быть порядка 6 А/м. Таким образом, спад I_n с возрастом базальтов из скважин также связан преимущественно с вторичными изменениями пород, ведущими к однофазному окислению титаномагнетита и уничтожению в первую очередь наиболее мелких зерен, с которыми связаны высокие значения I_n в осевых зонах хребтов.

Итак, весь магнитоактивный слой как в горизонтальном направлении, так и по вертикали подвергается изменениям. В ходе изменений базальтов и соответственно изменений в них первичного титаномагнетита разрушается и первичная остаточная намагниченность. Но для того, чтобы в этих условиях гипотеза Вайна—Метьюза оставалась справедливой, необходимо, во-первых, сохранение направления, а главное, полярности естественной остаточной намагниченности и, во-вторых, чтобы I_n оставалась заметно больше индуктивной намагниченности. Последнее условие, как показывают многочисленные измерения I_n и магнитной восприимчивости океанических базальтов, выполняется. Исключая сильно выветрелые и метаморфизованные разности базальтов, отношение I_n к идеальной намагниченности I_{ri} обычно превышает 5—10, лишь для маггемитизированных

Результаты моделирования процесса низкотемпературного окисления базальтов

Порода, текстура	Режим выдержки		Число инверсий	Число определений N
	T°, C	время, мин		
Пиллоу-базальт, закалка	250—400	50—175	$I_n \uparrow \downarrow$	7
То же, раскристаллизация	180—250	100—210	$I_n \uparrow \downarrow$	6
" , закалка	250—400	40—105	$I_n \uparrow \downarrow$	11
" , раскристаллизация	250—300	25—110	$I_n \uparrow \downarrow$	6
"	250—350	70—165	2	8
"	200—300	100—170	3	3
"	225—400	75—170	4	6
"	200—350	120—200	5	5
"	200—300	120—210	8	4
"	250—350	90—250	9	3
"	300	250	12	1
"	210—300	135—210	17	4

Примечание. ΔI_n — приращение I_n за время выдержки при фиксированной температуре; I_{nT} — остаточная намагниченность после нагрева, выдержки образца и охлаждения.

средне- и крупнозернистых долеритов это отношение часто снижается до 1 и меньше.

Поскольку процессы изменений базальтов идут на фоне обращений полярности магнитного поля Земли, предлагаемая модель магнитоактивного слоя будет удовлетворять гипотезе спрединга, если сочетание низкотемпературного окисления базальтов и инверсий магнитного поля не приведет к смене знака первичной естественной остаточной намагниченности I_n базальтов (перемагничиванию породы). Выяснению этого вопроса было посвящено экспериментальное моделирование процессов низкотемпературного окисления базальтов [Назарова, Печерский, 1977]. В лабораторных условиях моделировалось сочетание низкотемпературного окисления базальтов с инверсиями магнитного поля. Образцы относительно свежих базальтов, долеритов, титаномагнетитовой руды и искусственного поликристалла титаномагнетита нагревались на воздухе до температуры примерно на 50—100°С ниже точки Кюри титаномагнетита данного образца.

Нагревы велись: а) во внешнем поле, перпендикулярном I_n (для одновременного наблюдения за поведением I_n и новообразованной химической намагниченности); б) без внешнего поля (для проверки роли вязкой и парциальной остаточной намагниченности); в) в параллельном и антипараллельном магнитных полях, многократно менявших знак (моделирование инверсий). Во всех случаях за время опыта полярность исходной остаточной намагниченности не менялась независимо от направления внешнего магнитного поля.

В результате опытов были отмечены следующие закономерности в изменении магнитных свойств образцов после термообработки, характерные для однофазного окисления:

1) величина I_n уменьшается или остается близкой к исходной и лишь в отдельных случаях растёт;

$\Delta I_n / \Delta I_{n0}$			ΔT_C			I_{nT} / I_n		
сред- нее	мини- маль- ное	макси- маль- ное	сред- нее	мини- маль- ное	макси- маль- ное	сред- нее	мини- маль- ное	макси- маль- ное
1,6	1,4	2,0	78	45	135	0,88	0,64	1,05
1,8	1,25	2,5	89	65	105	1,27	1,12	1,46
1,7	1,3	2,5	54	40	75	0,5	0,14	0,78
1,8	1,4	2,6	79	60	105	0,64	0,48	0,88
—	—	—	88	50	150	0,64	0,2	1,25
—	—	—	60	30	95	0,49	0,4	0,61
—	—	—	69	30	125	0,58	0,28	0,82
—	—	—	80	40	125	0,53	0,35	0,7
—	—	—	70	45	80	0,53	0,46	0,6
—	—	—	57	40	80	0,35	0,2	0,45
—	—	—	80	—	—	0,51	—	—
—	—	—	55	40	80	0,58	0,54	0,61

ной температуре; ΔI_{n0} — величина I_n при фиксированной температуре (начало выдержки до комнатной температуры).

2) точка Кюри возрастает при разных режимах термообработки на 100–150°С у пиллоу-лав, 30–60°С у пород и руд, содержащих крупнозернистый титаномагнетит;

3) величина Q_n уменьшается в 2–4 раза.

Однако есть и отличия от типичных однофазных изменений:

1) после нагрева величины идеальной намагниченности, остаточной намагниченности насыщения, намагниченности насыщения, химической намагниченности и магнитной восприимчивости, как правило, растут;

2) наряду с ростом T_C главной фазы появляется новая фаза с $T_C \geq 500^\circ\text{C}$, доля которой меньше 10%.

Спад Q_n за счет уменьшения I_n невелик, главное же его уменьшение происходит за счет роста магнитной восприимчивости κ (последняя возрастает примерно в 2–3 раза).

Если первые две закономерности вполне согласуются с процессом титаномаггемитизации, то приведенные отличия явно противоречат такому процессу, особенно это относится к росту намагниченности насыщения, магнитной восприимчивости и появлению новой магнитной фазы с $T_C \geq 500^\circ\text{C}$. Это объясняется неоднородным окислением исходных титаномагнетита и титаномаггемита.

В данном исследовании важно, что в изменении величины I_n явно преобладает процесс однофазного окисления. В этом отношении мы близки к природному процессу — титаномаггемитизации.

Чтобы лучше понять суть процессов, а главное, их влияние на состояние I_n , рассмотрим результаты опытов в разных режимах, в частности поведение намагниченности во время нагрева. В опытах с исходной I_n , перпендикулярной внешнему полю, во время выдержки пиллоу-базальтов при данной температуре наблюдаются два процесса: рост исходной намагниченности в первоначальном ее направлении и образование химической остаточной намагниченности в направлении внешнего поля. В нулевом

поле I_n растет по-прежнему, а химическая намагниченность не образуется, что исключает связь этих процессов с вязкой намагниченностью.

У образцов аэральных базальтов, долеритов, титаномагнетитовой руды и искусственного титаномагнетита, содержащих главным образом многодоменные зерна титаномагнетита и титаномаггемита, рост I_n не наблюдается и не появляется химическая намагниченность во время температурной выдержки, хотя уменьшение I_n и рост T_C после нагрева говорят о том, что в этих образцах происходит однофазное низкотемпературное окисление базальтов. Таким образом, увеличение I_n во время нагрева связано с ростом однодоменных и близких им по размеру зерен титаномагнетита и титаномаггемита в ходе окисления.

Поскольку химическая намагниченность появляется только в пиллоу-базальтах — породах, содержащих наиболее мелкие зерна титаномагнетита, вплоть до суперпарамагнитных, и отсутствует в образцах базальтов аэральных излияний и полнокристаллических долеритов, образование химической намагниченности в данных экспериментах нельзя связывать с ростом зерен магнитных минералов, образованных за счет железосодержащих силикатов и других немагнитных минералов (они есть и в аэральном базальтах и в долеритах). Образование ее по направлению внешнего магнитного поля логичнее всего связать с ростом зерен титаномагнетита и титаномаггемита до однодоменного размера в ходе их окисления. При росте последних или при переходе в титаномагнетиты с меньшим содержанием титана такие зерна перейдут в однодоменное состояние и приобретут химическую намагниченность, направление которой совпадает с направлением внешнего магнитного поля.

В таблице приведены результаты экспериментов по нагреву образцов в магнитном поле, параллельном и антипараллельном I_n и многократно менявшем знак. Эти опыты проведены на образцах пиллоу-базальтов как наиболее изменяющихся при нагреве пород. Характер изменения состава ферритмагнитных минералов до и после опытов определялся по значениям T_C , которые увеличивались после нагрева во всех вариантах опытов. Рост I_n при фиксированной температуре также сохранялся и принципиально не отличался от роста I_n в опытах с намагниченностью, перпендикулярной внешнему полю. Не наблюдалось также перемагничивания образцов — полярность первичной I_n сохранялась во всех вариантах опытов.

Изменение отношения I_{n_t}/I_n (см. таблицу) с увеличением времени нагрева и числа инверсий внешнего поля служит качественным показателем природного процесса — сочетания спрединга, низкотемпературного изменения базальтов и инверсий геомагнитного поля. Как и следовало ожидать, неоднородное окисление и появление химической намагниченности вносят большой разброс в величины I_{n_t}/I_n , наиболее заметный при малом числе инверсий. Среднее значение I_{n_t}/I_n достаточно стабильно: после одной-двух инверсий внешнего поля в ходе нагрева среднее значение отношения $I_{n_t}/I_n = 0,6 \div 0,7$. С увеличением числа инверсий компоненты химической намагниченности, направленные по полю и против него, компенсируют друг друга, разброс значений i_{n_t}/I_n значительно уменьшается и в среднем приближается к 0,5 (см. таблицу). Это близко к уменьшению намагниченности и амплитуд аномалий в интервале максимального роста точек Кюри, т.е. в интервале, где наиболее ярко проявлен процесс однофазного окисления базальтов.

ВЫВОДЫ

1. Базальты ложа океана характеризуются высокой петрографической и магнитной однородностью, что свидетельствует о единообразии условий их формирования и изменения. Однофазное низкотемпературное однородное окисление свежих океанических базальтов приводит к образованию нового магнитного минерала — титаномаггемита.

2. Следствием процесса титаномаггемитизации является закономерное уменьшение остаточной намагниченности и рост температуры Кюри базальтов. Распределение магнитных характеристик базальтов с удалением от оси срединных хребтов находит отражение в наблюдаемом магнитном поле — уменьшении амплитуд магнитных аномалий.

3. Изучение базальтов, полученных при глубоководном бурении показало, что процесс изменений на глубине идет весьма избирательно и зависит в первую очередь от степени раскристаллизации породы, достигая максимума в базальтах, содержащих 40–60% стекла. В связи с этим затруднительно обнаружить закономерности в распределении магнитных характеристик по вертикали.

4. Моделирование процесса однофазного низкотемпературного окисления привело к заключению, что полярность остаточной намагниченности сохраняется во всех вариантах проведенных экспериментов. Средняя намагниченность базальтов уменьшается на 60–70% после двух инверсий, а после большего числа инверсий стабилизируется и уменьшается примерно в 2 раза по сравнению с исходной величиной.

ЛИТЕРАТУРА

- Вахье В. Геомagnetизм в морской геологии. Л.: Недра, 1976. 192 с.
- Дмитриев Л.В. Геохимия и петрология коренных пород срединно-океанических хребтов: Автореф. дис. ... д-ра. геол.-минерал. наук. М.: ГЕОХИ, 1973. 52 с.
- Мирлин Е.Г., Назарова Е.А., Печерский Д.М. Связь характеристик магнитных аномалий с магнитными свойствами базальтов Северной Атлантики. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1975, № 9, с. 40–46.
- Назарова Е.А., Печерский Д.М. Экспериментальное моделирование процессов низкотемпературного окисления океанических базальтов при инверсиях магнитного поля. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1977, № 6, с. 57–70.
- Печерский Д.М., Багина В.И., Бродская С.Ю., Шаронова З.В. Магнетизм и условия образования горных пород. М.: Наука, 1975. 234 с.
- Печерский Д.М., Мирлин Е.Г. Намагниченность горных пород и природа магнитных аномалий в рифтовой зоне Атлантического океана. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1971, № 5, с. 43–56.
- Печерский Д.М., Назарова Е.А. Термомагнитное изучение базальтов рифтовой зоны Атлантического океана. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1974, № 6, с. 37–40.
- Печерский Д.М., Назарова Е.А. Магнитные свойства базальтов восточной части Тихого океана и природы магнитных аномалий. — В кн.: Геолого-геофизические исследования в юго-восточной части Тихого океана. М.: Наука, 1976, с. 126–138.
- Печерский Д.М., Тихонов Л.А., Золотарев Б.П. Петромагнетизм базальтов Северной Атлантики. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1979, № 12, с. 25–33.
- Смирнов Я.Б., Полова А.К. Тепловой поток, возраст океанического дна и некоторые данные к изучению движущего механизма развития тектоносферы. — ДАН СССР, 1975, 223, № 1, с. 182–184.
- Ideo surveyor seamar. N. Y.: Amer. Geophys. Univ., 1971.
- Initial reports of the deepsea drilling project. Leg 6. Washington: U.S. Convern. Print. Office, 1979, p. 1329.
- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 7. Washington: U.S. Convern. Print. Office, 1971, p. 841.
- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 16. Washington: U.S. Convern. Print. Office, 1973, p. 949.

- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 19, Washington: U.S.Convern. Print. Office, 1973.
- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 25, Washington: U.S.Convern. Print. Office, 1974. p. 884.
- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 28, Washington: U.S.Convern. Print. Office, 1975. p. 1018.
- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 33, Washington: U.S.Convern. Print. Office, 1976.
- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 34, Washington: U.S.Convern. Print. Office, 1976, p. 814.
- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 37, Washington: U.S.Convern. Print. Office, 1977, 1008.
- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 38, Washington: U.S.Convern. Print. Office, 1977, p. 1256.
- Initial reports of the deep-sea drilling project. Leg 39, Washington: U.S.Convern. Print. Office, 1977, p. 1139.
- Johnson H.P., Atwater T.* A magnetic study of the basalts from Mid-Atlantic ridge at 37° N.— Geol. Soc. Amer. Bull., 1977, 88, p. 637–647.
- Loncarevic B.D.* Mid-Atlantic ridge near 45° N. 1. The median valley. — Canad. J. Earth Sci., 1966, 3, № 3, p. 195–210.
- Ozima M., Larson R.L.* Low and high temperature oxidation of titanomagnetite in relation to irreversible changes in magnetic properties of submarine basalts. — J. Geophys. Res., 1970, 75, N 5, p. 1003–1020.
- Ozima M., Sakamoto N.* Magnetic properties of synthesized titanomagnhemite. — J. Geophys. Res., 1971, 76, N 29, p. 7035–7046.
- Pecherskiy D.M.* Magnetic properties of the Pacific and Atlantic volcanic rocks in comparison with continental volcanic rocks. — Publ. inst. pol. Acad. sci. Ser. C-1, 1976, N 102, p. 39–40.
- Readman P.W., Reilly W.O.* Magnetic properties of oxidized (cation-deficient) titanomagnetites. — J. Geomagn. and Geoelec., 1972, 24, p. 69–90.
- Talwani M., Pitman W.C., Heirtzler J.R.* Age of the North Atlantic Ocean magnetic anomalies. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1971, 11, N 3, p. 195–200.

УДК 550.312:550.838

Е.Г. Мирлин

ПРОЦЕССЫ НА КОНСТРУКТИВНЫХ ГРАНИЦАХ ЛИТОСФЕРНЫХ ПЛИТ И ПРИРОДА ЛИНЕЙНЫХ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

Конструктивные границы литосферных плит представляют собой линии относительного раздвижения, где происходит симметричное формирование литосферы океанов. Образование инверсионного магнитно-активного слоя является частью крупномасштабного процесса наращивания литосферы. Поэтому, для того чтобы рассмотреть механизм образования линейных магнитных аномалий более детально, необходимо выяснить природу глубинных процессов, происходящих на конструктивных границах плит.

Определяющим процессом является диапировое внедрение горячего астеносферного клина и его последующее остывание, которое проявляется в поведении основных геофизических характеристик земной коры. Обратимся к гравитационным аномалиям, в которых остывание плит и их утолщение с возрастом находит весьма четкое отражение.

ПЛОТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ СТРОЕНИЯ ВЕРХНЕЙ МАНТИИ СРЕДИННО-ОКЕАНИЧЕСКИХ ХРЕБТОВ

Для анализа глубинных плотностных неоднородностей под срединно-океаническими хребтами целесообразно использовать аномалии силы тяжести в редукции Буге, так как они в явном виде несут информацию о распределении плотностей под рельефом твердой оболочки Земли. Для расчета аномалий в редукции Буге нами были использованы материалы комплексных геофизических съемок в Атлантическом и Тихом океанах, выполненных на судах "Вима", "Элтанин" и "Конрад" Геологической обсерваторией Ламонта-Дозерти (США) [Lamont-Doherty survey..., 1972; 1974]. Они включают в себя эхолотный промер, гравиметрическую и магнитную съемки. Гравиметрическая съемка выполнялась гравиметром "Граф-Аскания", а магнитная — буксируемым протонным магнитометром "Вариан", что позволило получить практически непрерывную кривую геофизических аномалий вдоль маршрута судна.

Для данной работы были отобраны 17 профилей, пересекающих срединно-океанические хребты примерно по нормали к их простиранию (рис. 1). Длины профилей изменяются от 555 до 2220 км в зависимости от ширины хребтов и скорости разрастания дна на них. Максимальный возрастной интервал, который охватывают профили, составляет 60 млн. лет. Определение возраста океанского ложа производилось на основе идентификации линейных магнитных аномалий, данные о которых получены в процессе магнитных съемок.

Поскольку глубины дна в пределах срединно-океанических хребтов подвержены значительным колебаниям, при расчетах аномалий силы тяжести в редукции Буге учитывалось влияние топографии дна по методике Мелихова и др. [1972]. В начале введение поправки производилось при различных плотностях промежуточного слоя: 2,2; 2,4; 2,6; 2,67; 3,0; 3,3 г/см³. Как показали оценки, при значении плотности 2,67 г/см³, наиболее часто используемой при вычислении аномалий Буге, характер изменения полученных аномалий вдоль профиля ближе всего к линейному. Поэтому в дальнейшем все расчеты производились именно с этой плотностью промежуточного слоя.

При введении топографической поправки дна предполагается, что формы рельефа удовлетворяют условию двумерности. Однако оно выполняется не всегда, и поэтому в аномалиях Буге и после введения этой поправки сохраняется относительно небольшое влияние поверхности раздела вода—дно. Ввиду этого полученные аномалии были сглажены путем скользящего осреднения по 20 точкам. Пример расчетов по одному из профилей в экваториальной Атлантике показан на рис. 2.

Полученные таким образом аномалии силы тяжести в редукции Буге с учетом топографии дна были затем перестроены из линейного масштаба во временной, в котором по горизонтали отложен возраст океанского ложа, определенный по магнитным аномалиям (рис. 3, а).

Средние скорости разрастания дна на изученных профилях изменяются в широких пределах: от 0,7 см/год (хребет Мона) до 6,7 см/год (Восточно-Тихоокеанское поднятие), т.е. почти на порядок. Однако общие закономерности изменения аномалий силы тяжести одинаковы для всех хребтов независимо от скорости спрединга и морфологии дна. Рельеф дна срединных хребтов со скоростями спрединга до 5 см/год резко расчленен, а в оси таких хребтов выделяется глубокая рифтовая долина. В отличие от них хребты с большими скоростями спрединга имеют относительно



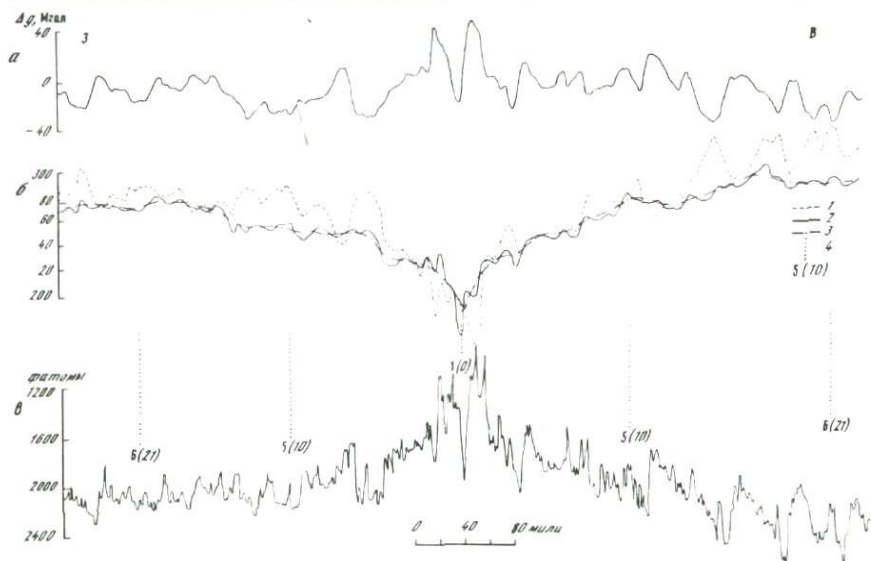
Р и с. 1. Схема расположения профилей, по которым производились расчеты

Жирная линия — оси срединно-океанических хребтов

Р и с. 2. Пример расчетов гравитационных аномалий по профилю 8 (см. рис. 1)

a — аномалия Фая; *b* — поправка на топографию дна (1), аномалия Буге (2), сложенная аномалия Буге (3) и оси идентифицированных магнитных аномалий (4) (в скобках указан соответствующий им возраст ложа океана в млн. лет); *e* — рельеф дна.

1 фатом = 1,833 м, 1 миля = 1,852 км

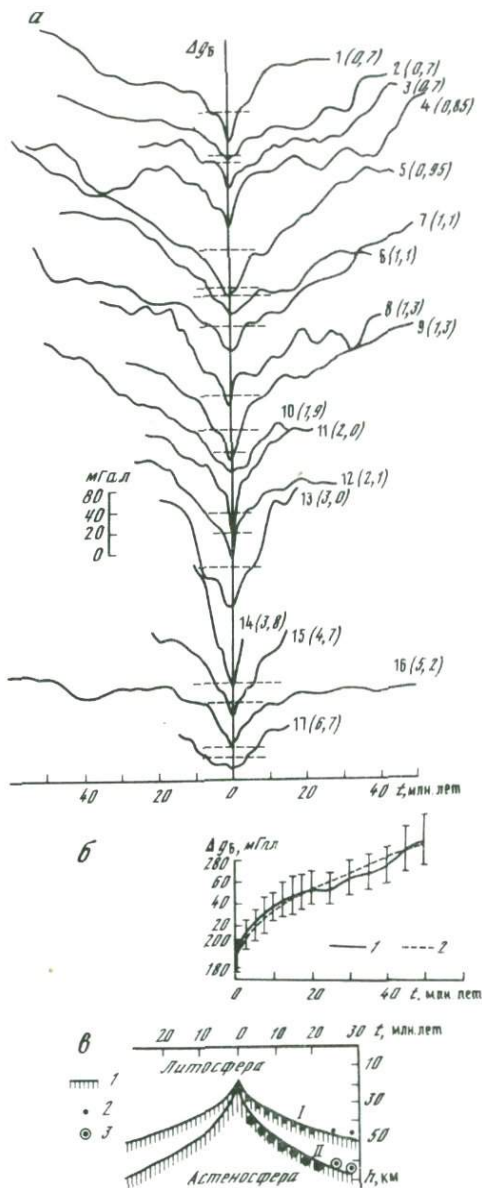


сглаженный рельеф, а вместо рифтовой долины в их осевых частях располагается приподнятый блок. Несмотря на столь контрастные различия в морфологии дна, аномалии Буге на всех профилях ведут себя сходным образом: в оси, где возраст ложа минимален, они достигают минимальных значений и возрастают по мере увеличения возраста. При этом величины минимальных аномалий Буге изменяются в широких пределах, от 160 до 210 мГал. Ширина этого минимума на разных профилях также несколько различна. Например, на 10-м и 17-м профилях он примерно вдвое шире, чем на других. На фоне общей тенденции уменьшения аномалий Буге по направлению к оси отмечаются отдельные локальные экстремумы, однако их амплитуда невелика.

Для того чтобы количественно оценить общий для всех профилей характер изменения аномалий силы тяжести, были рассчитаны средние арифмети-

Рис. 3. Гравитационная неустойчивость литосферы срединно-океанических хребтов

а — гравитационные аномалии Буге, построенные в масштабе времени (по горизонтальной оси отложен возраст океанского ложа, млн. лет; цифры у кривых — номера профилей (см. рис. 1); числа в скобках — средние скорости спрединга, см/год; штриховая горизонтальная линия — уровень 200 мГал для каждой кривой); *б* — средняя (1) и аппроксимирующая ее (2) кривые аномалий силы тяжести (вертикальные линии — величины стандартных отклонений); *в* — поверхность астеносферы под срединно-океаническими хребтами, вычисленная теоретически (1) при значениях коэффициента $K=6,0$ (кривая 1) и $K=9,4$ (кривая 11) и определенная по средней кривой аномалий сила тяжести (2, 3) при значениях плотностей $0,06 \text{ г/см}^3$ (2) и $0,038$ (3).



ческие значения аномалий через каждые 2,5 млн. лет возраста ложа в интервале 0—20 млн. лет и через каждые 5 млн. лет в интервале 20—50 млн. лет. Рассчитаны были также величины дисперсий, которые достигают в некоторых точках 20 мГал и выше. Столь значительные отклонения от средней кривой обусловлены главным образом различием в средних уровнях аномалий Буге на разных срединно-океанических хребтах. Если же все кривые сместить по вертикали таким образом, чтобы в первом приближении совпадали их минимумы, то величины дисперсий уменьшаются в 2—3 раза. Заметим, что при исследовании глобальной зависимости аномалий Фая от возраста океанского ложа возникла аналогичная проблема — большие расхождения в уровнях аномалий, хотя общий ход кривых оставался одинаковым.

Для того чтобы получить среднюю зависимость для всех хребтов, аномальные кривые были также смещены по вертикальной оси до лучшего совмещения друг с другом [Cochran, Talwani, 1977].

Полученная средняя кривая для возрастов ложа от 0 до 20 млн. лет хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\Delta g_B = 186 (1 + 0,08 \sqrt{t}), \quad (1)$$

где Δg_B — аномалии Буге с топографической поправкой, мГал; t — возраст ложа, млн. лет.

Тот факт, что расчеты аномалий Буге произведены нами по большому количеству профилей, пересекающих сегменты срединных хребтов с существенно различными скоростями спрединга, позволяет с уверенностью предположить, что указанная зависимость является глобальной, отражающей плотностные неоднородности, общие для всех срединных хребтов независимо от скорости расширения дна. Для более древних участков ложа от 20 до 45 млн. лет наблюдаются систематические отклонения средней кривой от аппроксимирующей в сторону меньших значений (рис. 3, б). Для объяснения полученной глобальной зависимости аномалий Буге от возраста ложа необходимо упомянуть, что основной процесс, происходящий в верхней мантии под срединными хребтами — это подъем частично расплавленного вещества астеносферы и образование литосферы в результате его остывания и кристаллизации [Ле Пишон и др., 1977]. Кристаллизация базальтовой составляющей, содержащейся в веществе астеносферы, приводит к увеличению плотности примерно на 8—9% [Скиннер, 1969].

Следовательно, можно считать, что подошва литосферы, представляющая собой поверхность солидуса мантийного вещества, является также плотностной границей, изменение уровня которой может привести к образованию гравитационных аномалий. Согласно теоретическим оценкам увеличение мощности литосферных плит (H) пропорционально корню квадратному из возраста океанского ложа

$$H = H_0 + K \sqrt{t}, \quad (2)$$

где H_0 — мощность литосферы в оси хребта; K — коэффициент пропорциональности, зависящий от температуропроводности мантии, величина которого по оценкам разных авторов колеблется от 6,0 до 9,4 [Городницкий, Сорохтин, 1977; Parker, Oldenburg, 1973; Vogt, 1974; Yoshii, 1975; Kono, Yoshii, 1975].

Как показано выше, увеличение гравитационных аномалий Буге в направлении, перпендикулярном простиранию хребта, также пропорционально корню квадратному из возраста океанского ложа. Отсюда можно сделать вывод, что увеличение аномалий Буге с возрастом есть результат влияния понижения подошвы литосферы. Мы сравнили глубины до подошвы литосферы, вычисленные по формуле (2) при крайних значениях $K = 6,0$ и $9,4$, с глубинами до поверхности раздела, определенными по средней кривой аномалий силы тяжести по формуле для плоскопараллельного слоя [Грушинский, 1961]:

$$h - h_0 = (\Delta g - \Delta g_0) / 2\pi f \sigma, \quad (3)$$

где Δg_0 , Δg — значения аномалий Буге соответственно в начальной и расчетной точках; h_0 и h — глубины до поверхности раздела в этих точках; σ — перепад плотностей на поверхности раздела.

Величина h_0 соответствует минимальной глубине подошвы литосферы в оси хребта и может быть определена по формулам оценок предельных глубин залегания возмущающих масс с использованием значений макси-

мальных градиентов аномалий. Оценки показывают, что она не может быть больше 20–30 км, и в дальнейших расчетах мы приняли $h_0 = 15$ км. В полученные таким образом глубины до поверхности раздела вводились поправки на среднюю глубину океана, поскольку расчет мощности литосферы по формуле (2) ведется от уровня дна, а не от поверхности воды. Сравнение показывает, что глубины до поверхности раздела, определенные по средней кривой при значениях $\sigma = 0,06$ и $0,038$ г/см³, хорошо совпадают с теоретическими оценками глубины литосферы при значениях $K = 6$ и $9,4$ (см. рис. 3, в). Отклонения наблюдаются лишь для возрастов ложа древнее 20 млн. лет, что связано, по-видимому, с тем, что на значительных удалениях от оси хребта плотностная граница между астеносферой и литосферой становится "размытой" из-за уменьшения градиента температур в верхней мантии. В связи с этим на характер изменения аномалий силы тяжести начинают оказывать влияние другие факторы, как, например, фазовые переходы плагиоклазового лерцолита в пироксеновый лерцолит, сопровождаемые изменением плотности [Сорохтин, 1977].

Величина перепада плотностей, при которых достигается наилучшее совпадение глубин, полученных разными способами, в целом неплохо совпадает с теоретическими оценками. Согласно им океанические лерцолиты, являющиеся основным веществом верхней мантии, содержат до 20% базальтов, кристаллизация которых приводит к увеличению плотности на $0,04-0,05$ г/см³ [Городницкий, Сорохтин, 1977].

Выведенная в настоящей работе глобальная зависимость величин аномалий силы тяжести в редукции Буге от возраста дна является дополнительным подтверждением существования гравитационной неустойчивости литосферы, что вытекает из теории тектоники литосферных плит. Одновременно отклонение реальных аномалий Буге от осредненной зависимости помогает понять многие процессы, происходящие в верхней мантии под срединно-океаническими хребтами. Так, например, значительные колебания кривых относительно средней на срединных хребтах с небольшими скоростями спрединга позволяют считать, что процесс подъема вещества астеносферы протекает здесь прерывисто, нестационарно. Это обстоятельство в конечном итоге обуславливает резко расчлененный рельеф таких хребтов, в частности изменчивость рельефа их осевой зоны. Напротив, более плавный ход кривых на хребтах с большими скоростями спрединга говорит о стационарном характере подъема вещества астеносферы, поэтому рельеф дна этих хребтов более сглажен.

НЕОДНОРОДНОСТЬ РЕЛЬЕФА ДНА СРЕДИННО-ОКЕАНИЧЕСКИХ ХРЕБТОВ КАК ОТРАЖЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ЛИТОСФЕРЫ

Исследования последних лет, проведенные в осевых зонах срединно-океанических хребтов с применением современных технических средств, показали определяющую роль тектоники в формировании подводного рельефа. Особенно обширный материал получен в ходе франко-американской программы FAMOUS, в рамках которой был детально изучен отрезок Срединно-Атлантического хребта к юго-западу от Азорских островов в районе между $36^{\circ}30'$ и 37° с.ш. Один из профилей рельефа дна, полученный при глубоководной геофизической съемке в районе FAMOUS, где средняя скорость спрединга составляет $1,1$ см/год, мы сопоставили с про-

филиями, полученными аналогичными техническими средствами в оси Галапагосского поднятия, где скорость спрединга составляет 3,5 см/год, и хребта Горда, где скорость спрединга близка к 1,2 см/год. На всех профилях глубоководной съемки, пересекающих осевые зоны указанных хребтов, обнаружены многочисленные ступени с крутыми стенками, наклоненными к оси поднятий, в то время как почти плоские поверхности ступеней наклонены в стороны от их оси [Klitgord, Mudie, 1974; Macdonald et al., 1975; Atwater, Mudie, 1973]. Это создает специфический рельеф с многочисленными асимметричными долинами V-образной формы (рис. 4). Поверхности ступеней покрыты рыхлыми осадками, мощность которых на расстоянии около 20 км от оси не превышает первых десятков метров, поэтому из-за мелкого вертикального масштаба на рис. 4 они не показаны. Как и поверхности ступеней, осадочные слои слегка наклонены в стороны от оси долины. Создается впечатление, что осевые зоны срединных хребтов имеют отчетливо выраженное пластинчатое строение. Амплитуда вертикальных смещений по разломам, разделяющим эти тектонические пластины, различна — от первых десятков до первых сотен метров. Наклон плоскостей разломов, по которым происходит взаимное перемещение пластин, составляет в среднем 30° на хребте Горда, 40° на Галапагосском поднятии и 45° на Срединно-Атлантическом хребте (САХ). Наклоны верхней поверхности ступеней в стороны от оси долин значительно меньше и составляют $3-10^\circ$. Протяженность ступеней различна. Наиболее крупные из них, отделяющие внутренние склоны осевой долины САХ от ее днища, протягиваются на расстояние свыше 15 км. Отдельные ступени имеют протяженность, по-видимому, не более 1–3 км. Ориентировка этих линейных форм рельефа почти совпадает с генеральным направлением долины или отличается от него на $5-7^\circ$.

Высота ступеней на Галапагосском поднятии значительно меньше, чем в долинах хребта Горда и САХ, и не превышает 250 м. Они характеризуются ориентировкой, почти совпадающей с генеральным простиранием поднятия, и значительной протяженностью, превышающей 20 км.

Ширина полосы, заключенной между двумя ступенями, ближайшими к центрам хребтов, составляет 4–6 км. В этой полосе в пределах днища долин также располагаются ступени, однако их верхние поверхности наклонены не в сторону от центра долины, а к ее оси. Образуется как бы система полого наклоненных к оси невысоких ступеней, каждая из которых располагается на высоте 20–30 м над другой. Особенно отчетливо это можно видеть на профиле, пересекающем хребет Горда (см. рис. 4, профиль 11). Во всех рассматриваемых районах в пределах осевой полосы, заключенной между противоположными, обращенными друг к другу ступенями, располагается узкая, шириной 1–2 км цепочка вулканических холмов, которые почти не нарушены разломами.

Наиболее очевидная интерпретация сочетания этих морфологических особенностей (холмов и полого наклоненных к центру ступеней) состоит в том, что в пределах осевой полосы срединных хребтов преобладает обстановка растяжения, в результате чего образуется система сбросов (см. рис. 4, б). Формирующиеся здесь трещины растяжения служат каналами, по которым выводятся на поверхность базальтовые лавы, надстраивающие вулканические постройки. Эти же лавы, застывая и приобретая высокую термоостаточную намагниченность, образуют интенсивные магнитные аномалии.

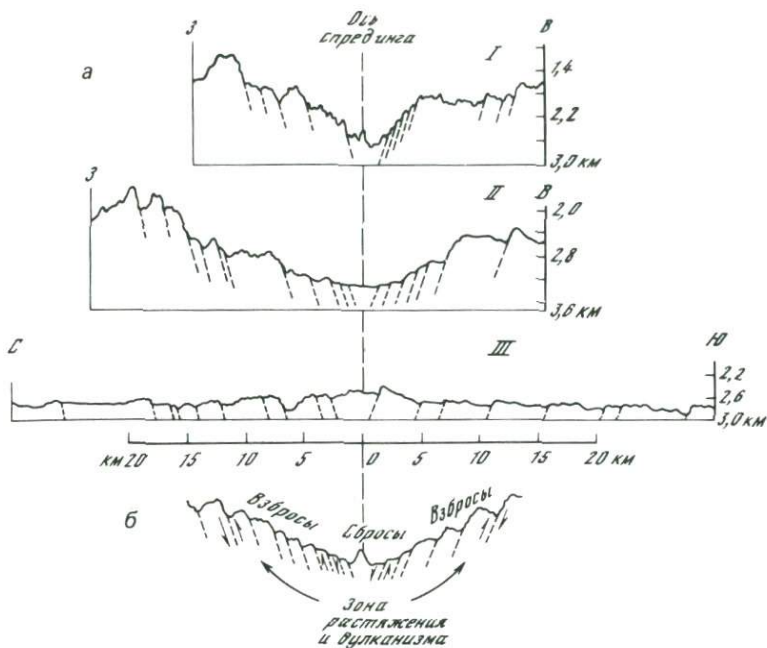


Рис. 4. Профили рельефа дна осевых зон срединно-океанических хребтов, полученные при глубоководных съемках (а), и их интерпретация (б)

I — рифтовая долина Срединно-Атлантического хребта; II — рифтовая долина хребта Горда; III — осевая часть Галапагосского поднятия. Штриховые линии — предполагаемые разломы; стрелки — направление относительных движений

Ступени, располагающиеся на склонах рифтовых долин, обычно трактуются как результат движений по сбросам. Однако, как мы видели, они заметно отличаются по морфологии от тех, которые располагаются в пределах днища. Их можно рассматривать как результат движений по взбросам, отделяющим пластины океанической коры, сформированные в осевой зоне хребтов и как бы расталкиваемые в процессе латерального движения литосферных плит в стороны от оси.

Какова бы ни была природа перемещений по тектоническим нарушениям, глубоководные исследования в осевой зоне САХ позволили установить, что интенсивные тектонические движения происходят не только в пределах рифтовой долины, но охватывают всю осевую зону (или провинцию гребня, по терминологии Хейзена и др. [1962]). Возникает вопрос о том, как далеко от центра разрастания происходят тектонические подвижки в литосферных плитах во время их латерального перемещения. Из общих соображений можно предполагать, что более мощная, т.е. более древняя литосфера, становится менее подвижной и, следовательно, количество тектонических нарушений должно уменьшаться по мере удаления от оси спрединга.

Для того чтобы проверить это предположение, мы проанализировали материалы сейсмического профилирования, выполненного на судах Геологической обсерватории Ламонт-Доэрти и на судне "Гломар Челленджер" по 19 профилям через САХ. За пределами провинции гребня,

где мощность осадков мала, в осадочной толще отчетливо выделяются нарушения слоев, которые охватывают весь разрез осадков и проявляются в рельефе дна и фундаменте в виде ступеней и уступов. На этом основании можно предположить, что данные нарушения образовались после того, как был сформирован коренной рельеф. На большинстве профилей в Атлантическом океане, где скорость спрединга не превышает 2,5 см/год, количество таких нарушений на 100 км поперечного сечения хребта монотонно убывает по мере удаления от оси рифтовой зоны. Так, на одном из профилей, пересекающем западный фланг САХ на широте примерно 46° с.ш., количество нарушений в интервале расстояний от оси хребта 100—500 км уменьшается с 17 до 10. Амплитуда вертикальных смещений по нарушениям, судя по морфологии фундамента и разрывам в слоях осадков, как правило, не превышает 100—200 м и лишь в единичных случаях достигает 500 м.

Близкие к нашим оценки амплитуды смещений и плотности тектонических нарушений получены Ван-Анделом и Хисом при анализе материалов сейсмического профилирования по профилю, проходящему в экваториальной Атлантике на широте примерно 6—8° ю.ш. [Van Andel, Heath, 1970]. В целом имеющиеся данные вполне однозначно свидетельствуют об уменьшении плотности тектонических нарушений, образовавшихся после формирования фундамента, по мере увеличения возраста ложа на САХ.

Можно предполагать, что такая же закономерность существует и на хребтах с высокими скоростями спрединга, хотя смещения по тектоническим нарушениям на них в несколько раз меньше, чем на медленно разрастающихся хребтах. Это различие отчетливо можно видеть из сопоставления результатов глубоководных исследований в их осевых зонах (см. рис. 4). Кроме того, это следует из анализа материалов сейсмических исследований, который проведен нами по четырем профилям через Восточно-Тихоокеанское поднятие. Смещения по тектоническим нарушениям на склонах поднятия на расстоянии примерно 500 км от его оси не превышают сотни метров, однако их количество оценить трудно из-за невысокой разрешающей способности обычного сейсмического профилирования. Для получения более полной информации необходимы детальные исследования с глубоководными комплексами.

При анализе генезиса основных морфоструктур срединно-океанических хребтов Ле Пишон предположил, что топография дна полностью создается в оси хребтов и различия в расчлененности рельефа являются следствием различий в скорости спрединга [Le Pichon, 1969]. Проведенный анализ показывает, что более вероятно другое объяснение, которое заключается в том, что разнообразие структурных форм хребтов обусловлено совместным влиянием двух факторов: изменчивости облика осевой зоны и кумулятивным воздействием тектонических движений, происходящих в литосферных плитах и затухающих по мере их удаления от оси спрединга. При этом интенсивность тектонических движений зависит от скорости раздвижения плит: чем скорость меньше, тем большему воздействию тектонических смещений подвергается литосфера, сформированная на конструктивной границе.

В связи с большим диапазоном изменения скоростей раздвижения плит и морфологии дна возникают вопросы: существуют ли доминирующие формы рельефа на срединно-океанических хребтах с различными скоростями спрединга? Если существуют, то как изменяются их размеры

с изменением скорости? Очевидно, что выяснение этих вопросов важно для понимания процессов, происходящих на конструктивных границах литосферных плит.

Для ответа на эти вопросы были рассчитаны спектральные характеристики рельефа дна по 8 из указанных выше 17 профилей, пересекающих срединно-океанические хребты с различными скоростями спрединга.

Как известно, на основе представлений о постепенном остывании и увеличении мощности литосферных плит с возрастом рельеф дна срединно-океанических хребтов аппроксимируется зависимостью [Сорохтин, 1974]

$$\Delta h = K \sqrt{t},$$

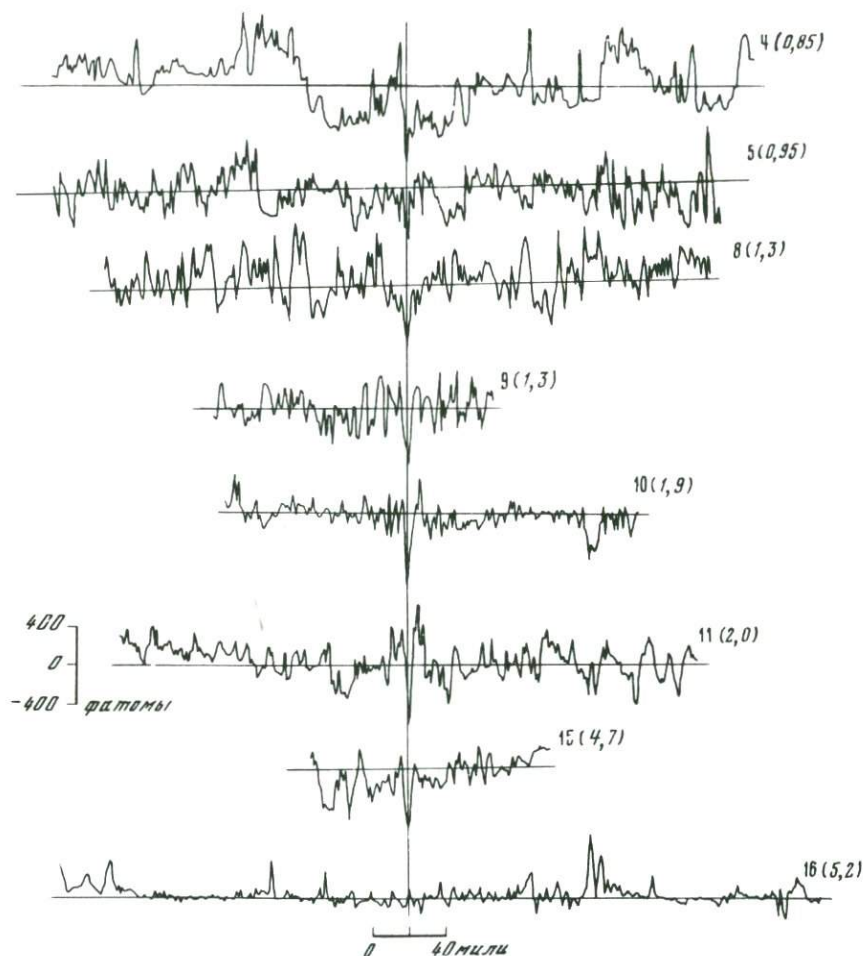
где Δh — средний перепад уровней дна между гребнем хребта и любой точкой его склона; t — возраст ложа океана; K — коэффициент пропорциональности, зависящий от физических параметров, принятых в модели (средняя плотность литосферы, ее температуропроводность и т.д.).

На основе этой формулы мы аппроксимировали рельеф дна на каждом из 8 профилей и затем рассчитали так называемый остаточный рельеф — отклонение наблюдаемых глубин дна от тех, которые получены путем теоретических расчетов (рис. 5). По этим профилям были вычислены амплитудные спектры, на которых достаточно отчетливо можно видеть преобладающие периодичности, горизонтальный размер которых составляет несколько десятков километров и менее (рис. 6). В исходных профилях остаточного рельефа дна, вероятно, присутствуют составляющие с длинами волн в сотни километров, однако их выделить не удастся из-за недостаточно большой протяженности исходных профилей.

При рассмотрении результатов спектрального анализа обращают на себя внимание два обстоятельства. Во-первых, сдвиг спектров остаточного рельефа в сторону коротких длин волн при увеличении скорости спрединга. Во-вторых, отсутствие в спектрах одной, отчетливо выраженной периодичности. Все восемь функций спектральной плотности представляют собой кривые, более или менее монотонно спадающие в сторону коротких длин волн и осложненные отдельными экстремумами. Так, например, спектр рельефа дна на 5-м профиле (средняя скорость спрединга 1,9 см/год) весьма сходен со спектром рельефа на 16-м профиле (средняя скорость 10,4 см/год). В обоих профилях выделяются формы рельефа с близкими периодичностями. Различие заключается в том, что амплитуда этих форм на хребтах с малыми скоростями спрединга примерно в 2–3 раза превышает амплитуду соответствующих форм рельефа на хребтах с большими скоростями.

Существует и другой путь сравнения частотного состава форм рельефа срединных хребтов с различными скоростями спрединга. На рис. 7 показаны три профиля остаточного рельефа, построенные в едином горизонтальном масштабе времени. Сравнение их показывает, что по мере увеличения скорости спрединга в рельефе дна начинает доминировать высокочастотная компонента.

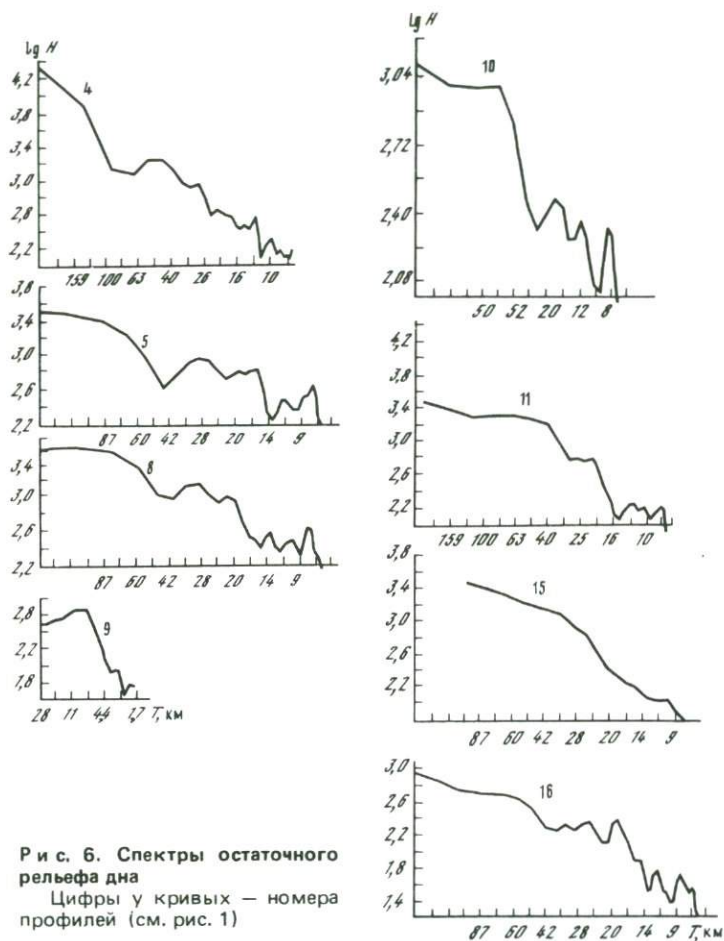
Отсутствие в спектрах остаточного рельефа дна различных срединно-океанических хребтов отчетливых максимумов означает, что на них независимо от скорости спрединга представлены формы рельефа с разнообразными длинами волн: от 12–13 до 70–100 км. Однако на хребтах с большими скоростями спрединга размах форм рельефа в несколько раз меньше.



Р и с. 5. Профили остаточного рельефа дна, рассчитанного путем вычитания из наблюдаемых глубин дна величин, полученных аппроксимацией рельефа теоретической зависимостью (см. рис. 1)

Цифры у кривых — номера профилей; числа в скобках — скорости спрединга, см/год

Результаты спектрального анализа предстают в несколько ином свете, если спектры рассматривать в масштабе возраста океанского ложа. С точки зрения физики процессов, происходящих на конструктивных границах литосферных плит, такое рассмотрение более логично, так как время является основным фактором в эволюции литосферы океанов. В связи с этим исходные спектры были перестроены в новую систему координат, где по горизонтальной оси отложен период времени $\tau = T/v_{sp}$ (T — длина волны рельефа дна; v_{sp} — средняя скорость спрединга в интервале времени t , который охватывает исходный профиль остаточного рельефа). На рис. 8 показаны функции спектральной плотности, перестроенные в

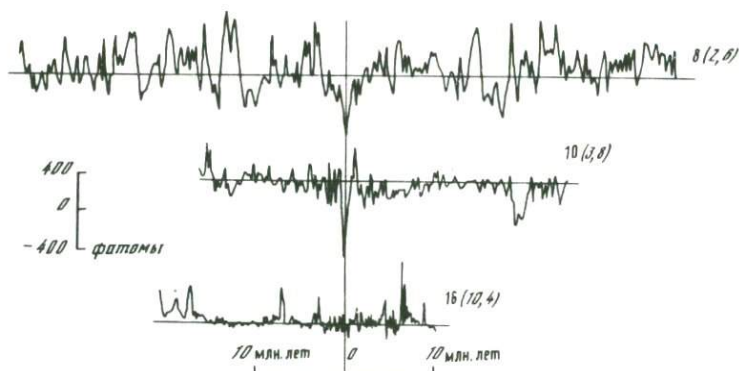


Р и с. 6. Спектры остаточного рельефа дна
Цифры у кривых — номера профилей (см. рис. 1)

новую систему координат, а в таблице приведены основные длины волн и периоды времени, выделяемые в спектрах.

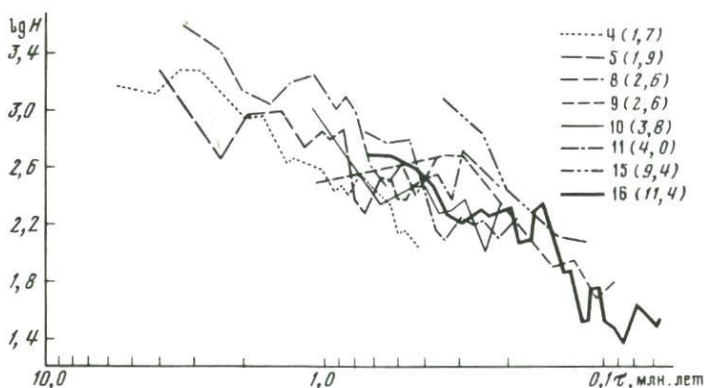
Можно видеть, что все спектры располагаются вполне закономерно: чем больше скорость спрединга, тем более спектр сдвигается в область малых T и одновременно смещается вниз по горизонтальной оси. Некоторым исключением из этой общей тенденции является спектр профиля 9, который, несмотря на небольшую скорость спрединга, располагается в правой части рис. 8. Однако этот профиль имеет небольшую длину, и поэтому вполне вероятно, что полученный спектр не совсем представительен.

Рассмотрим физический и геологический смысл спектральной плотности остаточного рельефа, перестроенного в масштаб возраста ложа. Мы показали, что рельеф коренного ложа срединно-океанических хребтов обусловлен совокупным влиянием двух факторов: изменчивостью облика осевой зоны со временем и тектоническими движениями, происходящими в литосферных плитах по мере их удаления от оси спрединга.



Р и с. 7. Остаточный рельеф дна по трем профилям, построенным в масштабе возраста океанского ложа

Обозначения те же, что на рис. 5



Р и с. 8. Спектры остаточного рельефа, построенные в масштабе возраста ложа

Обозначения те же, что на рис. 5

Следовательно, спектральные плотности представляют собой обобщенные характеристики рельефа, заключающие в себе информацию об этих двух факторах. Таким образом, наличие отчетливой тенденции изменения спектрального состава рельефа дна, рассматриваемого в масштабе возраста ложа (в зависимости от скорости спрединга), свидетельствует о том, что по мере увеличения скорости изменчивость облика осевой зоны и интенсивность тектонических движений уменьшаются. Иначе говоря, с увеличением скорости спрединга процесс образования литосферы все более приближается к стационарному. Отсутствие в спектрах доминирующих периодичностей свидетельствует о том, что этот процесс не обладает ярко выраженной циклическостью, хотя и является неравномерным.

Данный вывод имеет непосредственное отношение к вопросу о разработке моделей формирования магнитоактивного слоя. Согласно модели Вайна-Метьюза, так же как и ее более поздним модификациям, вещество верхней мантии поступает в кору непрерывной "лентой". Однако, как мы

Основные характеристики расчетных профилей и результаты спектрального анализа

Номер профиля	Длина профиля, км	Число точек	Средняя скорость спрединга, см/год ¹	Длины волн рельефа T , км	Интервалы времени T , млн. лет.
4	1520	410	1,7	126; 43; 26; 13	7,4; 2,5; 1,6; 0,8
5	1370	368	1,9	95; 29; 16; 12	5,0; 1,5; 0,8; 0,5
8	1280	346	2,6	79; 30; 21; 13	3,0; 1,2; 0,8; 0,5
9	560	152	2,6	9	0,3
10	850	229	3,8	40; 18; 12	1,0; 0,5; 0,3
11	1190	321	4,0	44; 21; 13	1,1; 0,5; 0,3
15	520	140	9,4	35; 10	0,4; 0,1
16	1630	440	10,4	60; 31; 25; 18; 11	0,6; 0,3; 0,24; 0,2; 0,1

* Указана полная скорость спрединга.

видели, образование литосферы океанов происходит неравномерно во времени, и, следовательно, формирование магнитоактивного слоя можно рассматривать как стационарное лишь для относительно продолжительных интервалов времени. Модель формирования инверсионного слоя должна в определенной степени учитывать нестационарность поступления вещества в оси спрединга, т.е. должна быть дискретной.

ОБРАЗОВАНИЕ МАГНИТОАКТИВНОГО СЛОЯ НА КОНСТРУКТИВНОЙ ГРАНИЦЕ ПЛИТ

Верхний слой океанической коры, состоящий из пиллоу-лав и вносящий основной вклад в образование магнитных аномалий, также является частью литосферы, и, следовательно, нестационарность процесса ее образования будет сказываться и на формировании магнитоактивного слоя. В связи с этим была разработана дискретная математическая модель образования такого слоя в оси спрединга [Лейбов, Мирлин, 1978; Atwater, Mudie, 1973].

По этой модели немагнитные дайки конечной ширины интродуцируют в океаническую кору, подчиняясь нормальному распределению относительно центра спрединга с дисперсией σ_D . Каждая дайка выносит на поверхность определенное количество материала, который распределяется относительно ее центра, образуя поверхность, описываемую в разрезе функцией нормального распределения с дисперсией σ_F . Для того чтобы учесть дискретность процесса образования слоя, предполагается, что центр поступления вещества испытывает скачкообразные перемещения относительно оси спрединга. Эти перемещения являются случайным процессом, который описывается соотношением

$$x_c = x_a + B_k \sigma_c, \quad (4)$$

где x_c — координата центра внедрения; x_a — координата оси спрединга;

B_k — число, произвольно выбранное из нормальной совокупности случайных чисел с математическим ожиданием, равным нулю, и дисперсией, равной единице; σ_c — дисперсия процесса перемещения центра внедрения.

Подразумевается, что ось спрединга совпадает с осью срединного хребта. Для того чтобы учесть дискретность поступления вещества в оси спрединга, предполагается, что за конечное время t внедряется K даек, нормально распределенных относительно центра внедрения с дисперсией σ_D . При этом кривую распределения можно аппроксимировать функцией Лапласа.

Материал, доставляемый на поверхность дайками, застывает и намагничивается по направлению поля. Величина намагниченности материала принята равной средней намагниченности океанических базальтов, а ее знак в определенный момент времени определяется соответствующей эпохой магнитохронологической шкалы. Для упрощения расчетов дайки приняты бесконечно тонкими, а движение плиты относительно фиксированной оси спрединга заменено движением оси относительно неподвижной плиты с той же скоростью. Очевидно, что такая замена является эквивалентной. Положение оси спрединга в этом случае будет определяться простым соотношением

$$x_a = v_{sp} T, \quad (5)$$

где v_{sp} — скорость спрединга.

Далее производится моделирование на прямоугольной матрице x, y , где ось x параллельна направлению движения плит, а ось y направлена по вертикали. "Излияние" базальтовых лав на поверхность дна выражается в том, что все элементы матрицы, находящиеся между кривой нормального распределения и осью x в интервале $(x_c - 3\sigma_F, x_c + 3\sigma_F)$ заполняются числами, равными величине намагниченности, знак которой определяется в зависимости от знака поля в данный момент времени. В том случае, когда часть элементов матрицы в данном интервале уже занята, происходит смещение кривой Лапласа и ее деформация по оси y так, чтобы заполнить еще незанятые ячейки. В новый момент времени цикл внедрений повторяется [Лейбов, Мирлин, 1978].

На следующем этапе моделирования происходит расчет прямой задачи от полученной модели магнитоактивного слоя.

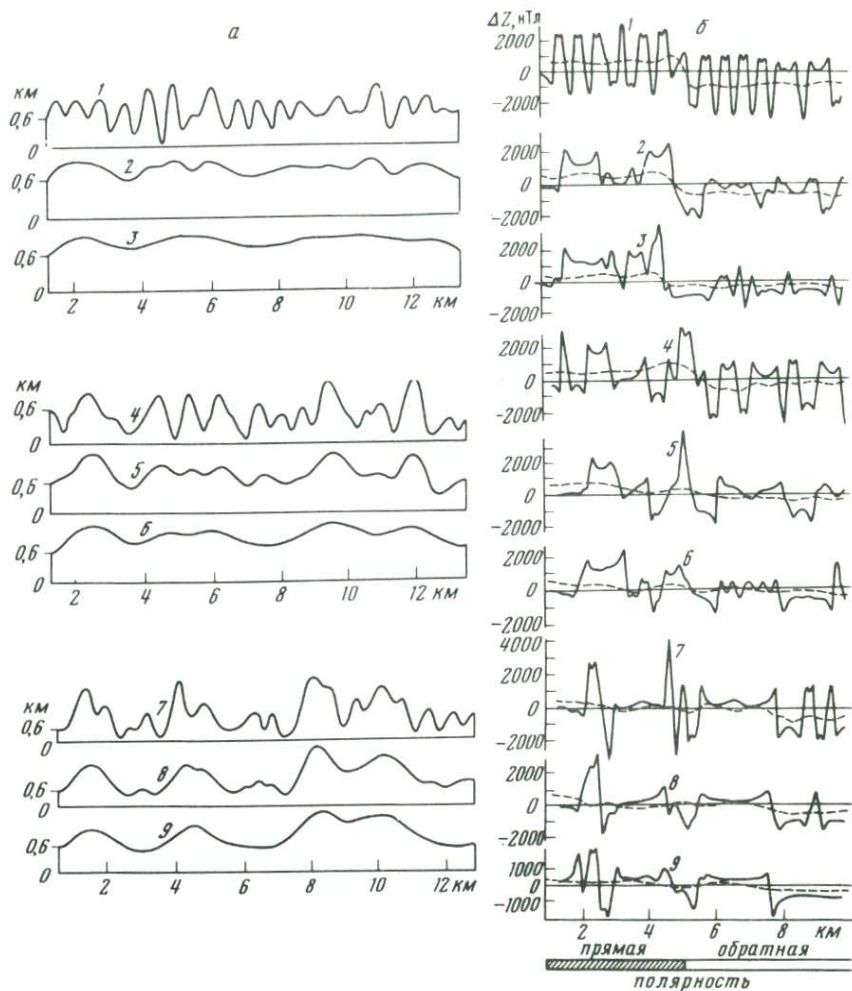
Применение разработанного алгоритма позволяет имитировать последовательное перекрытие слоев материала, излившегося в разное время и имеющего различное направление намагниченности.

В результате моделирования определялись:

- 1) функция $SR(x)$, описывающая рельеф поверхности магнитоактивного слоя, т.е. рельеф дна в оси спрединга;
- 2) распределение намагниченности в слое;
- 3) аномальное магнитное поле, создаваемое слоем при полученном распределении намагниченности.

Расчеты показали, что наиболее сильно на характер поверхности магнитоактивного слоя и аномального магнитного поля влияют параметры σ_D , σ_F , σ_c и скорость перемещения центра. Поскольку одновременное влияние четырех параметров оценить трудно, рассмотрим в начале случай, когда смещение центра относительно оси спрединга отсутствует.

На рис. 9 показаны графики функций $SR(x)$ и магнитного поля при различных сочетаниях σ_D и σ_F и скорости перемещения плиты, равной



Р и с. 9. Рельеф поверхности магнитоактивного слоя (а) и магнитное поле (б) при различных сочетаниях параметров σ_D и σ_F
 1 — $\sigma_D = 0,1$ км; $\sigma_F = 0,1$ км; 2 — 0,1; 0,3; 3 — 0,1; 0,5; 4 — 1,0; 0,1; 5 — 1,0; 0,3; 6 — 1,0; 0,5; 7 — 2,0; 0,1; 8 — 2,0; 0,3; 9 — 2,0; 0,5. Штриховые линии — кривая аномалий на высоте 3 км от подошвы магнитоактивного слоя

5 см/год. Как можно видеть, увеличение дисперсии σ_F приводит к существенному сглаживанию форм рельефа. Изменение параметра σ_D вызывает обратный эффект: увеличение дисперсии даек приводит к увеличению изрезанности рельефа. Максимальные перепады в рельефе отмечаются при минимальных σ_F и составляют около 1 км. В остальных случаях рельеф оказывается не столь контрастным. Характерно, что при любых сочетаниях σ_D и σ_F ширина положительных форм рельефа у основания составляет в среднем 2 км. Вулканические постройки таких размеров отмечаются в пределах рифтовых долин.

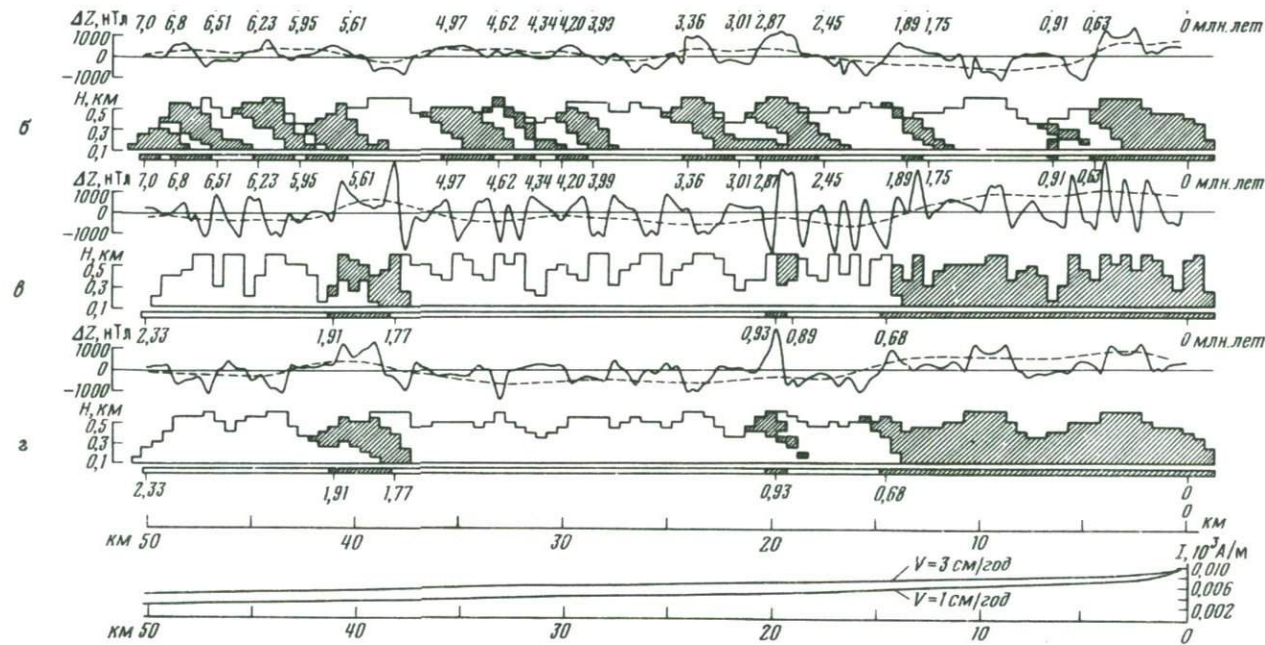
Аномалии магнитного поля были рассчитаны на постоянной высоте относительно поверхности магнитоактивного слоя. Это сделано для того, чтобы облегчить сопоставление результатов моделирования с реальными полями, наблюдаемыми при глубоководных съемках, когда датчик магнитометра буксируется на постоянной высоте над дном. Кроме того, аномалии были пересчитаны на уровень 3 км от подошвы магнитоактивного слоя. Для простоты рассматривается случай одной инверсии поля. Анализ кривых показывает, что увеличение σ_F не приводит к существенному сглаживанию поля. Наиболее сильное влияние на частотный состав аномалий оказывает параметр σ_D . При $\sigma_D = 0,1 \div 1,0$ км они в значительной степени содержат высокочастотную составляющую, наложенную на низкочастотный фон, обусловленный сменой полярности. При $\sigma_D = 2$ км низкочастотная составляющая заметно ослабевает. Амплитуды высокочастотных аномалий колеблются в значительных пределах: от 3 до $6 \cdot 10^3$ нТл, а их длины волн — от 0,5 до 2 км. Эти параметры весьма близки тем, которыми характеризуются магнитные поля, зарегистрированные при глубоководных съемках.

Рассмотрим далее результаты расчетов по модели, когда происходят перемещения центра внедрения. В этом случае на морфологию рельефа и структуру магнитных аномалий значительное влияние оказывает скорость движения плиты. Когда скорость невелика (1 см/год), магнитные аномалии осложняются коротковолновой компонентой, на фоне которой выделить аномалии, соответствующие непродолжительным палеомагнитным событиям (несколько десятков тысяч лет), становится весьма затруднительно (рис. 10). Разрешающая способность процесса формирования магнитоактивного слоя значительно увеличивается при возрастании скорости. Так, из рис. 10 видно, что короткие события, продолжительностью около $50 \cdot 10^3$ лет, неразличимые в первых двух случаях, отчетливо выделяются, когда скорость равна 3 см/год. Характерно, что морфология рельефа магнитоактивного слоя слабо зависит от скорости движения плит. Дополнительные расчеты показывают, что определяющее воздействие на характер рельефа оказывают два параметра: величина перемещения центра внедрения относительно оси спрединга и количество внедрившихся даек в единицу времени. В том случае, если амплитуды колебаний центра достигают порядка 2 км от оси, а число даек меняется во времени, образуется весьма контрастный рельеф с перепадами экстремальных значений до 1 км.

Интересной особенностью внутренней структуры магнитоактивного слоя является наклонное залегание слоев пород, намагниченных в одном направлении, что особенно отчетливо видно на рис. 9, б. Это приводит к появлению в вертикальном разрезе магнитоактивного слоя зон с прямой и обратной намагниченностью пород.

Магнитные аномалии во всех рассмотренных случаях имеют тонкую структуру, связанную с неоднородным распределением намагниченности в магнитоактивном слое и его сложным рельефом. Однако, несмотря на это, морфология магнитных аномалий на уровне 3 км оказывается закономерной, знакопеременной, обусловленной инверсиями намагничивающего поля.

Рассмотренная модель содержит несколько параметров, которые в различных сочетаниях могут привести к существенным вариациям в характере рельефа дна и магнитного поля, а также во внутренней структуре магнитоактивного слоя. Наиболее жестким ограничением в выборе



Р и с. 10. Внутренняя структура магнитоактивного слоя и магнитные аномалии над ним, когда плиты движутся со скоростями 1 см/год (а, б) и 3 см/год (в, з)
а и в — $\sigma_F = 0,3$ км; б и з — $\sigma_F = 0,7$ км, $\sigma_c = \sigma_D = 0,5$ км во всех случаях. Штриховые линии — то же, что на рис. 9.

параметров является характер магнитных аномалий, поскольку при больших дисперсиях даек и центра внедрения материала линейная структура поля разрушается. Из расчетов следует, что σ_D не может быть существенно большей, чем 1 км, в противном случае на уровне поверхности океана мы не могли бы наблюдать закономерные линейные аномалии. Эта величина находится в соответствии с оценками ширины активной вулканической зоны в оси рифтовой долины, сделанной на основе прямых наблюдений из подводных аппаратов, выполнявшихся по программе FAMOUS [ARCYANA, 1975]. Согласно этим оценкам активный вулканизм ограничен в узкой полосе, шириной от 0,5 до 1,0 км, однако положение этой зоны относительно оси рифтовой долины меняется вдоль простирания. Локальные миграции центра внедрения нового материала могут достигать, по-видимому, амплитуды 1–2 км. При этом, как видно из расчетов, при небольших значениях σ_D магнитное поле характеризуется наличием интенсивной коротковолновой составляющей, а рельеф дна — расчленением с амплитудой около 0,5 км. Эти величины находятся в хорошем соответствии с наблюдениями; высота вулканических построек в оси долины и на ее склонах составляет 200–300 м. Таким образом, первый вывод, который следует из модельных расчетов, заключается в том, что возникновение коротковолновой составляющей магнитного поля обусловлено не только сложным рельефом магнитоактивного слоя, но и неоднородным распределением намагниченности внутри него.

Второй вывод, следующий из моделирования процесса формирования магнитоактивного слоя, состоит в том, что чередование прослоев прямо и обратно намагниченных базальтов в кернах скважин глубоководного бурения может быть по крайней мере частично объяснено перекрытием потоков базальтовых лав, образовавшихся в эпохи с различным знаком геомагнитного поля при смещениях центра внедрения материала. Из рис. 10 видно, что происходит сдвиг аномалий в сторону блоков пород, образовавшихся в более раннее время. Следовательно, переслаивание пород, имеющих противоположную полярность намагничивания, может быть встречено не только в скважинах, пробуренных на границе положительных и отрицательных аномалий, но и в центре аномалий определенного знака. При этом вероятность обнаружения переслаивающихся прямо и обратно намагниченных пород значительно выше в оси медленно расширяющегося хребта, где скорость спрединга не превышает 1–1,5 см/год. В связи с этим становится понятным различие в структуре линейных аномалий срединных хребтов Тихого и Атлантического океанов. В Тихом океане, где скорость спрединга превышает 3 см/год, в аномальном магнитном поле зафиксированы даже очень короткие события палеомагнитной истории, в то время как атлантический тип линейных магнитных аномалий характеризуется значительно меньшей упорядоченностью.

Наконец, третий вывод из результатов моделирования заключается в том, что мезорельеф срединно-океанических хребтов обусловлен в значительной степени дискретностью процесса поступления вулканического материала.

Предложенная модель является кинематической, в ней не учитываются процессы тектонического дробления магнитоактивного слоя, изменения и окисления титаномагнетитов, содержащихся в океанических базальтах¹

¹ Эти процессы рассмотрены в статье Е.А. Назаровой в настоящем сборнике.

Очевидно, что при удалении от оси спрединга роль этих процессов будет возрастать, и на значительном расстоянии от оси в образование магнитных аномалий могут существенный вклад вносить породы лежащего под пиллоу-лавами дайкового комплекса.

ЛИТЕРАТУРА

- Городницкий А.М., Сорохтин О.Г.* Карта мощности океанических литосферных плит. — В кн.: Тектоника литосферных плит. М.: Ин-т океанологии АН СССР, 1977, с. 103—108.
- Грушинский Н.П.* Введение в гравиметрию и гравиметрическую разведку. М.: Изд-во МГУ, 1961. 127 с.
- Лейбов М.Б., Мирлин Е.Г.* Моделирование процесса формирования магнитоактивного слоя в оси срединно-океанических хребтов. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1978, № 7, с. 54—62.
- Пе Пишон К., Франшто Ж., Боннин Ж.* Тектоника плит. М.: Мир, 1977. 288 с.
- Мелихов В.Р., Гайнанов А.Г., Пантелеев В.Л.* О вычислении поправки за топографию дна океана при профильных гравиметрических съемках. — В кн.: Морские гравиметрические исследования. М.: Изд-во МГУ, 1972, вып. 6, с. 67—71.
- Скиннер Б.Д.* Тепловое расширение. — В кн.: Справочник физических констант горных пород. М.: Мир, 1969. 543 с.
- Сорохтин О.Г.* Глобальная эволюция Земли. М.: Наука, 1974. 184 с.
- Сорохтин О.Г.* Возможная природа базальтового магматизма океанических плит. — В кн.: Тектоника литосферных плит. М.: Ин-т океанологии АН СССР, 1977, с. 114—122.
- Хейзен Б., Тарп М., Юнг Д.* Дно Атлантического океана. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 147 с.
- ARCYANA.* Transform fault and rift valley from bathyscaph and diving saucer. — Science, 1975, 190, N 4210, p. 108—116.
- Atwater T., Mudie J.D.* Detailed near-bottom geophysical study of the Gorda Rise. — J. Geophys. Res., 1973, 78, N 35, p. 8665—8685.
- Cochran J.R., Talwani M.* Free-air gravity anomalies in the world's oceans and their relationship to residual elevation. — Geophys. J. Roy. Astron. Soc. London, 1977, 50, p. 495—552.
- Klitgord D., Mudie J.D.* The Galapagos spreading centre: A nearbottom geophysical survey. — Geophys. J. Roy. Astron. Soc. London, 1974, 38, p. 563—586.
- Kono Y., Yoshii T.* Numerical experiments on the thickening plate model. — J. Phys. Earth, 1975, 23, p. 63—75.
- Lamont-Doherty survey of the World Ocean. Preliminary Report of Vol. 22 U.S.N.S. Eitanin. Cruises 28—32. Palisades (N.Y.), 1972. Pt A, B, C.
- Lamont-Loherty survey of the World ocean: Underway marine geophysical data. Palisades (N.Y.), 1974. Pt A, B, C, D. L-DGO.
- Le Pichon X.* Models and structure of the oceanic crust. — Tectonophysics, 1969, 7, p. 385—402.
- Macdonald K., Luyendyk B.P., Mudie J.D., Spiess F.N.* Near-bottom geophysical study of the Mid-Atlantic ridge median valley near lat. 37° N: Preliminary observations. — Geology, 1975, 206, p. 211—216.
- Parker R.L., Oldenburg D.W.* Thermal model of ocean ridges. — Nat. Phys. Sci., 1973, 242, p. 137—139.
- Van Andel T.H., Heath G.R.* Tectonics of the Mid-Atlantic Ridge, 6—8° south latitude. — Mar. Geophys. Res., 1970, N 1, p. 5—36.
- Vogt P.R.* Volcano height and plate thickness. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1974, 23, p. 337—348.
- Yoshii T.* Regionality of group velocities of Rayleigh waves in the Pacific and thickening of the plate. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1975, 25, p. 305—321.

А.М. Карасик

**НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГЕОИСТОРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА
АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В УСЛОВИЯХ МЕДЛЕННОГО РАЗРАСТАНИЯ
ОКЕАНИЧЕСКОГО ДНА
(НА ПРИМЕРЕ ЕВРАЗИЙСКОГО БАССЕЙНА
СЕВЕРНОГО ЛЕДОВИТОГО ОКЕАНА)**

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основой геоисторического анализа магнитного поля океанического типа является датировка наблюдаемых линейных магнитных аномалий на основе их сопоставления с хронологией инверсий главного геомагнитного поля. Реальное содержание геохронологического анализа образует сопоставление профилей наблюдаемого поля с рядом теоретических профилей, рассчитанных для инверсионной модели магнитоактивного слоя при разных горизонтальных масштабах (скоростях разрастания) последней, и выбор наиболее подходящего теоретического профиля по признаку его наилучшего визуального соответствия наблюдаемому [Vine, 1966].

Таким образом, геохронологический анализ включает операцию отождествления аномалий, т.е. приписывание им номера в мировой инверсионной последовательности, и хронологическую калибровку самой этой последовательности. Если первая задача решается целиком в рамках геомагнетизма, то временная привязка относительной палеомагнитной шкалы инверсий требует привлечения независимых данных о возрасте океанической коры.

Весь опыт геохронологического анализа свидетельствует о том, что надежность и достоверность отождествления наблюдаемых аномалий находятся в прямой зависимости от степени проявления характерных черт структуры океанического магнитного поля.

По этому признаку в едином океаническом типе поля было выделено два подтипа: тихоокеанский и атлантический [Van Andel, Bowin, 1968; Карасик, 1975]. Аномальные поля первого подтипа, формирующиеся, как правило, при скоростях разрастания океанического дна $S \geq 30$ мм/год, не только являются подходящим объектом геохронологического анализа, но и образуют надежную фактическую основу для построения [Хейрцлер и др., 1974] и уточнения [Blakely, Cox, 1972a,b] шкалы инверсий. В полях атлантического подтипа, которые обычно формируются при $S < 30$ мм/год, отождествление аномалий затрудняется. К главным факторам, обуславливающим различие этих подтипов, следует отнести в первую очередь темпы раскрытия океанического бассейна, а также степень развития поперечной разрывной тектоники [Vogt et al., 1969; Рождественский, Карасик, 1975]. Однако надежность отождествления аномалий оказывается различной в полях не только разных подтипов, но и одного подтипа в зависимости от величины скорости разрастания.

Так, в полях атлантического подтипа наиболее сложная ситуация встречается в районах исключительно медленного разрастания, при $S <$

< 10 мм/год. Здесь отождествление аномалий часто бывает неуверенным [Vogt et al., 1970], а порой и неоднозначным (Pitman et al., 1971; Williams, Mc Kenzie, 1971).

Трудности отождествления аномалий в районах крайне медленного разрастания делают актуальным выявление и обсуждение факторов, влияющих на надежность геохронологического анализа. Такое рассмотрение имеет двойное значение. Дав описание зависимости качества геохронологического анализа от различных факторов и в первую очередь скорости разрастания, можно, с одной стороны, показать, что неодинаковая степень надежности отождествления аномалий в разных районах свидетельствует не о наличии разных механизмов формирования магнитоактивного слоя, а о различии количественных характеристик одного и того же (инверсионно-спредингового) механизма, а с другой стороны, выделить тот класс ситуаций, в котором отождествление аномалий на основе строгого подбора эмпирического и теоретического профилей становится трудно достижимым и требует привлечения дополнительных, косвенных соображений.

В свою очередь решение поставленной задачи можно осуществить двумя путями. Первый требует введения строгой меры зависимости качества отождествления аномалий от всех влияющих на него факторов на основе формального и полного описания процедуры подбора наилучшего теоретического профиля. Его достоинства очевидны, но реализация встречается со значительными трудностями, связанными с неформальным характером подбора, в котором до настоящего времени в качестве основного критерия совпадения эмпирического и теоретического профилей используется их визуальное сходство. Второй путь включает введение нескольких количественных характеристик различных факторов, влияющих на качество геохронологического анализа, и отличается простотой и наглядностью. Именно этот способ избран в данной работе, и результаты его разработки приложены к геохронологическому анализу линейного, но слабоинтенсивного и слабодифференцированного аномального магнитного поля Евразийского бассейна.

2. ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ ОКЕАНИЧЕСКОГО МАГНИТОАКТИВНОГО СЛОЯ

В настоящее время можно считать установленным, что зона формирования литосферы на оси разрастания и горизонтальные размеры лавовых потоков (наиболее приближенных к поверхности наблюдений источников аномалий) имеют конечную ширину [Luyendyk, Macdonald, 1976]. Влияние этих факторов может быть описано как наложение случайной составляющей на строго детерминированный инверсионно-спрединговый механизм образования магнитоактивного слоя [Matthews, Bath, 1967]. В структуре последнего оно должно вызывать "размыв" границ между соседними телами с противоположным знаком намагниченности [Atwater, Mudie, 1975], а также переслаивание противоположно намагниченных в вертикальном разрезе горизонтов [Johnson, Merrill, 1978]¹, что и наблюдается при глубоководном бурении [Аumento, 1977; Shipboard. . . , 1976].

На магнитных профилях влияние перечисленных факторов проявляется в ослаблении общей интенсивности аномального магнитного поля и

¹ См. наст. сборник, статью Мирлина, с. 142.

уменьшении его горизонтального градиента по сравнению с тем, что можно было бы ожидать в случае строго детерминированного чередования прямоугольных блоков с прямой и обратной намагниченностью. Следует подчеркнуть, что искажающее влияние случайной составляющей проявляется тем сильнее, чем медленнее происходит разрастание. Выказывалось предположение, что на медленно разрастающихся хребтах зона формирования литосферы шире, чем на быстро разрастающихся [Vine, 1968]. Но даже если это не так и она одинакова на осях медленного и быстрого разрастания, то влияние случайной составляющей по-прежнему оказывается тем большим, чем медленнее происходит раскрытие. Это следует из того, что среднее время пребывания новообразованного магнитоактивного слоя в пределах зоны формирования, где он все еще подвергается преобразованию под влиянием происходящей здесь вулканической и интрузивной активности, определяется отношением ширины зоны формирования $L(t_1, t_2)$ к скорости разрастания $S(t_1, t_2)$ [Johnson, Merrill, 1978]:

$$\theta(t_1, t_2) = L(t_1, t_2) / S(t_1, t_2), \quad (1)$$

где $\theta(t_1, t_2)$ — среднее время формирования океанической коры магнитоактивного слоя; t_1, t_2 — соответственно возраст начала и конца интервала, для которого рассматриваются указанные параметры.

Мерой влияния случайного механизма на структуру инверсионно-спредингового магнитоактивного слоя может служить отношение

$$\eta_\theta(t_1, t_2, S) = \bar{\tau}(t_1, t_2) / \theta(t_1, t_2) = S(t_1, t_2) \bar{\tau}(t_1, t_2) / L(t_1, t_2), \quad (2)$$

где $\bar{\tau}(t_1, t_2)$ — средняя продолжительность интервала полярности в интервале времени t_1, t_2 .

Очевидно, что чем меньше это отношение, тем сильнее случайная составляющая "раскачивает" структуру магнитоактивного слоя и магнитного профиля [Johnson, Merrill, 1978]. Современная ширина зоны формирования литосферы на конструктивных границах плит определяется путем прямых геологических наблюдений с погружаемых аппаратов [Luyendyk, Macdonald, 1976]. Для предшествующей истории раскрытия бассейна она вычисляется по ширине так называемой переходной зоны на магнитных профилях [Macdonald, 1977].

Установлено также, что увеличение переходной зоны (т.е. уменьшение горизонтального градиента аномального поля) наблюдается при удалении от оси хребта (т.е. с увеличением возраста литосферы) [Blakely, Cox, 1972a; Atwater, Mudie, 1975]. Этот факт объясняли различными особенностями строения и эволюции магнитоактивного слоя [Blakely, 1976; Печерский и др., 1977], которые в конечном счете связаны с низкотемпературным окислением титаномагнетита в базальтах его верхней части [Carmichael, 1970]. Принимая во внимание предположительно повышенную проницаемость пород приповерхностного слоя океанической коры на медленно разрастающихся хребтах [Ле Пишон и др., 1977], можно думать, что эффекты изменения поля под влиянием низкотемпературного окисления базальтов будут проявляться при малой скорости разрастания раньше, чем при высокой.

Таким образом, мера влияния случайной составляющей механизма формирования магнитоактивного слоя (2) может быть использована как характеристика роли процессов, происходящих не только при самом образовании источников аномалий, но и при последующем изменении их намагниченности.

3. ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННОГО СГЛАЖИВАНИЯ ОКЕАНИЧЕСКОГО АНОМАЛЬНОГО ПОЛЯ

Следующая особенность геохронологического анализа состоит в том, что он проводится на аномалиях, наблюдаемых на большом расстоянии от источников. Магнитное поле, зарегистрированное на поверхности моря (гидромагнитная съемка) или выше нее (аэромагнитная съемка), является суммарным эффектом магнитных аномалий от источников разной полярности, плотно упакованных по горизонтали и вертикали. Горизонтальные размеры источников определяются скоростью разрастания океанического дна, которая, таким образом, выступает в роли фактора, сильно влияющего на суперпозицию полей отдельных источников.

Вид модельного профиля над одной и той же инверсионной последовательностью намагниченных тел при прочих равных условиях зависит от глубины залегания источников h относительно поверхности наблюдения и их горизонтальных размеров, определяемых скоростью разрастания S . Плоскость возможных значений h и S разделена границей $h = h_0(S)$, $S = S_0(h)$ на две области, различающиеся насыщенностью соответствующего модельного профиля. В области $h \leq h_0$, $S \geq S_0$ каждому периоду неизменной полярности соответствует своя аномалия и модельный профиль обладает максимальный насыщенностью по отношению к инверсионной последовательности источников. При пересечении этой границы в сторону $h > h_0$, $S < S_0$ отдельные аномалии начнут сливаться и их общее число на профиле начнет уменьшаться. В первую очередь будут исчезать аномалии от узких тел, особенно если последние находятся вблизи широких тел [Van den Akker, 1970]. Эти эффекты будут тем сильнее, чем больше h и меньше S .

Поскольку при визуальном подборе в первую очередь обращают внимание на отдельные аномалии, в качестве меры насыщенности профиля η_a естественно избрать отношение числа магнитных аномалий N_a , имеющих на профиле, к числу периодов разной полярности N_i на соответствующем интервале времени (t_1, t_2) , т.е.

$$\eta_a(t_1, t_2, s, h) = N_a(t_1, t_2, s, h) / N_i(t_1, t_2) \quad (3)$$

Очевидно, при фиксированных глубинах залегания источников η_a является неубывающей функцией S , стремящейся к 1, равно как при фиксированной скорости разрастания η_a является невозрастающей функцией h . Вытекающие из определения (3) значения граничной глубины h_0 и граничной скорости разрастания S_0 следует относить к используемой шкале инверсий. Учитывая обсуждавшиеся выше искажения истинного спектра инверсий экстраполированной шкалой, можно утверждать, что для остающейся неизвестной в деталях истинной хронологии инверсий геомагнитного поля, которая отражена во внутренней структуре реального океанического магнитоактивного слоя, значение h_0 будет меньше, а S_0 больше, чем получается из определения (3).

Диапазон колебаний региональной глубины океанической литосферы, обусловленной ее возрастом, в среднем близок к 2,5–7,5 км, т.е. глубина поверхности магнитоактивного слоя в Мировом океане изменяется в среднем не более чем в 3 раза. Поскольку скорости разрастания океанического дна, вычисленные для разных районов и разных интервалов геологической истории, изменяются почти на два порядка (от 2–3 мм/год

[Карасик, 1974] до 180 мм/год [Larson, Pitman, 1972]), насыщенность профиля определяется прежде всего скоростью разрастания. К тому же при сравнительном анализе зависимости условий отождествления аномалий от скорости разрастания для конкретных интервалов времени бассейнов следует иметь в виду, что источники одновозрастных аномалий в разных районах находятся на близких средних глубинах и влиянием колебания последних при сравнении можно пренебречь.

4. ВЛИЯНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОКЕАНИЧЕСКОГО АНОМАЛЬНОГО ПОЛЯ ОТ ГЕОМАГНИТНЫХ КООРДИНАТ

Глобальное распространение аномального магнитного поля океанического типа предопределяет то обстоятельство, что объектом геохронологического анализа являются аномалии, источники которых возникли на разных геомагнитных широтах и при различных ориентировках оси разрастания относительно геомагнитного меридиана. В ряде случаев современное положение источников отличается от того положения, которое они занимали в момент своего формирования. Эти обстоятельства обуславливают появление различий в форме и амплитуде аномалий (ΔT)_a, источники которых тождественны во всех других отношениях [Schouten, 1971]. Если различия в форме (фазе) аномалий могут быть устранены операцией приведения к полюсу [Schouten, McCamy, 1972], то зависимость напряженности поля от положения источников в системе геомагнитных координат может осложнить отождествление аномалий (если их амплитуды сопоставимы с ошибками измерения) или даже вообще исключить возможность геохронологического анализа (как в случае меридиональных источников в экваториальной Атлантике).

Нетрудно видеть, что в рассматриваемых ситуациях важную роль играет направление вектора скорости разрастания. Влияние модуля этого вектора состоит в том, что при одинаковой продолжительности раскрытия бассейна удаление источников от места их формирования будет тем больше, чем выше скорость разрастания. Очевидно, в этом случае повышенная скорость разрастания может несколько осложнять отождествление аномалий.

5. ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЧИВОСТИ АНОМАЛИЙ ПО ПРОСТИРАНИЮ

Надежность геохронологического анализа аномального магнитного поля, изученного на некоторой площади, зависит от регулярности и однородности палеомагнитных аномалий. Изменчивость параметров этих аномалий — амплитуды A , ширины $2d$, отстояния от центра осевой аномалии r — по простиранию проще всего охарактеризовать тремя коэффициентами вариации:

$$\eta_x(t) = \sigma_x(t) / \bar{X}(t), \quad (4)$$

где $\bar{X}(t)$, $\sigma_x(t)$ — соответственно математическое ожидание и стандартное отклонение рассматриваемого параметра аномалии с возрастом (номером) t . Условия для геохронологического анализа тем более благоприятны, чем меньше указанные коэффициенты. В силу причин, рассмотренных выше, для одновозрастных аномалий при прочих равных условиях параметры A , $2d$ и r и их математические ожидания имеют меньшую, а дисперсии — большую величину на медленно разрастающихся хребтах.

Следует также иметь в виду, что над расчлененным рельефом дна, свойственным срединно-океаническим хребтам в медленно разрастающихся бассейнах интенсивность аномального поля подвержена дополнительным колебаниям из-за влияния топографического эффекта.

Таким образом, скорость разрастания вновь выступает в роли фактора, влияющего на надежность геохронологического анализа. Дополнительные трудности возникают при темпах раскрытия столь низких, что наблюдается слияние ключевых аномалий и при таком расстоянии от полюса раскрытия, что структура линейных аномалий приобретает веерообразный характер. В этих условиях, помимо всего прочего, затрудняется выбор репрезентативного профиля.

6. ВЛИЯНИЕ НАДЕЖНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ АНОМАЛИЙ

Выше было отмечено, что при прочих равных условиях интенсивность аномального магнитного поля зависит от скорости разрастания. Эта зависимость начинает сказываться на достоверности отождествления аномалий тогда, когда их амплитуда становится сопоставимой с точностью магнитных измерений. В качестве меры надежности отождествления в рассматриваемом отношении можно ввести величину

$$\eta_{\bar{R}}(t_1, t_2, S, h) = 1 - \frac{3\sigma_R(t_1, t_2)}{\bar{R}(t_1, t_2, S, h)}, \quad (5)$$

где $\sigma_R(t_1, t_2)$ — средняя квадратическая погрешность относительных магнитных измерений на отрезке профиля с возрастом земной коры t_1, t_2 ; $\bar{R}(t_1, t_2, S, h)$ — средний размах аномалий на этом отрезке профиля.

Очевидно, что геохронологический анализ осуществим только при $3\sigma_R < \bar{R}$.

Остается отметить, что использование магнитного профиля, непараллельного направлению вектора скорости разрастания, может ухудшить репрезентативность этого профиля, если на пересекаемой им площади имеется густая сеть трансформных разломов [Рождественский, 1975]. При малой протяженности анализируемого профиля отождествление аномалий может затрудниться просто из-за недостатка фактического материала.

7. ГЕОХРОНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЕВРАЗИЙСКОГО БАСЕЙНА

В качестве примера использования предложенных характеристик рассмотрим условия, методику и результаты геохронологического анализа аномального магнитного поля Евразийского бассейна Северного Ледовитого океана. Структура аномального магнитного поля (рис. 1 и 2) характеризуется слабой линейностью аномалий, подчиненной простиранию оси срединно-океанического хребта Гаккеля, наличием многочисленных поперечных нарушений корреляции аномалий, нестрогой двусторонней симметрией относительно осевой аномалии, веерообразным расположением осей в плане, общей пониженной интенсивностью и слабой дифференцированностью аномального магнитного поля [Карасик, 1968; 1973; 1974]. Параметры аномалий по простиранию сильно изменяются:

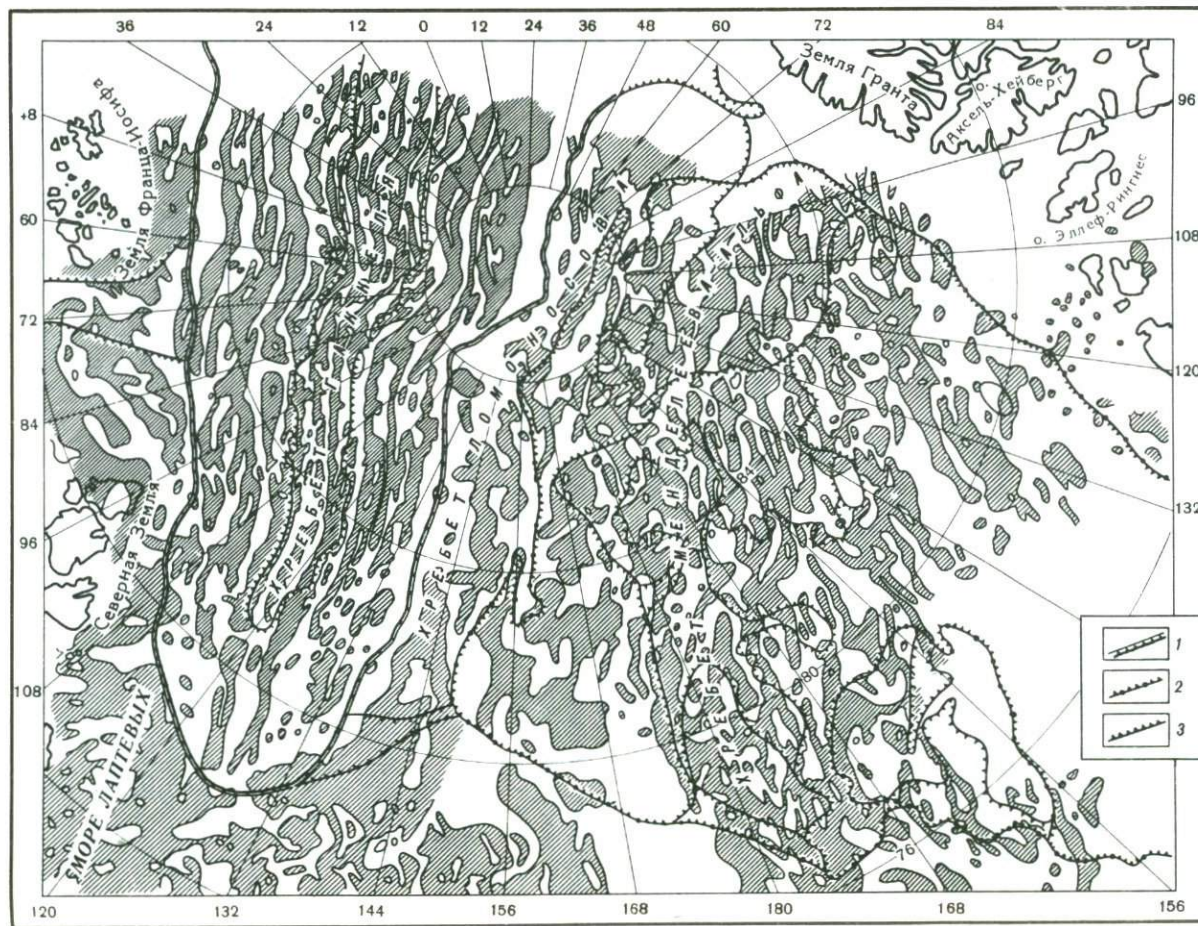


Рис. 1. Скелетная схематическая карта аномально-го магнитного поля (ΔT) в Арктическом бассейне (составили А.М. Карасик, В.Г. Щелованов, Н.А. Сочеванова)

Границы: 1 — Евразийского бассейна; 2 — Амеразийского бассейна; 3 — отдельных морфоструктур; заштрихованные области — положительные значения поля

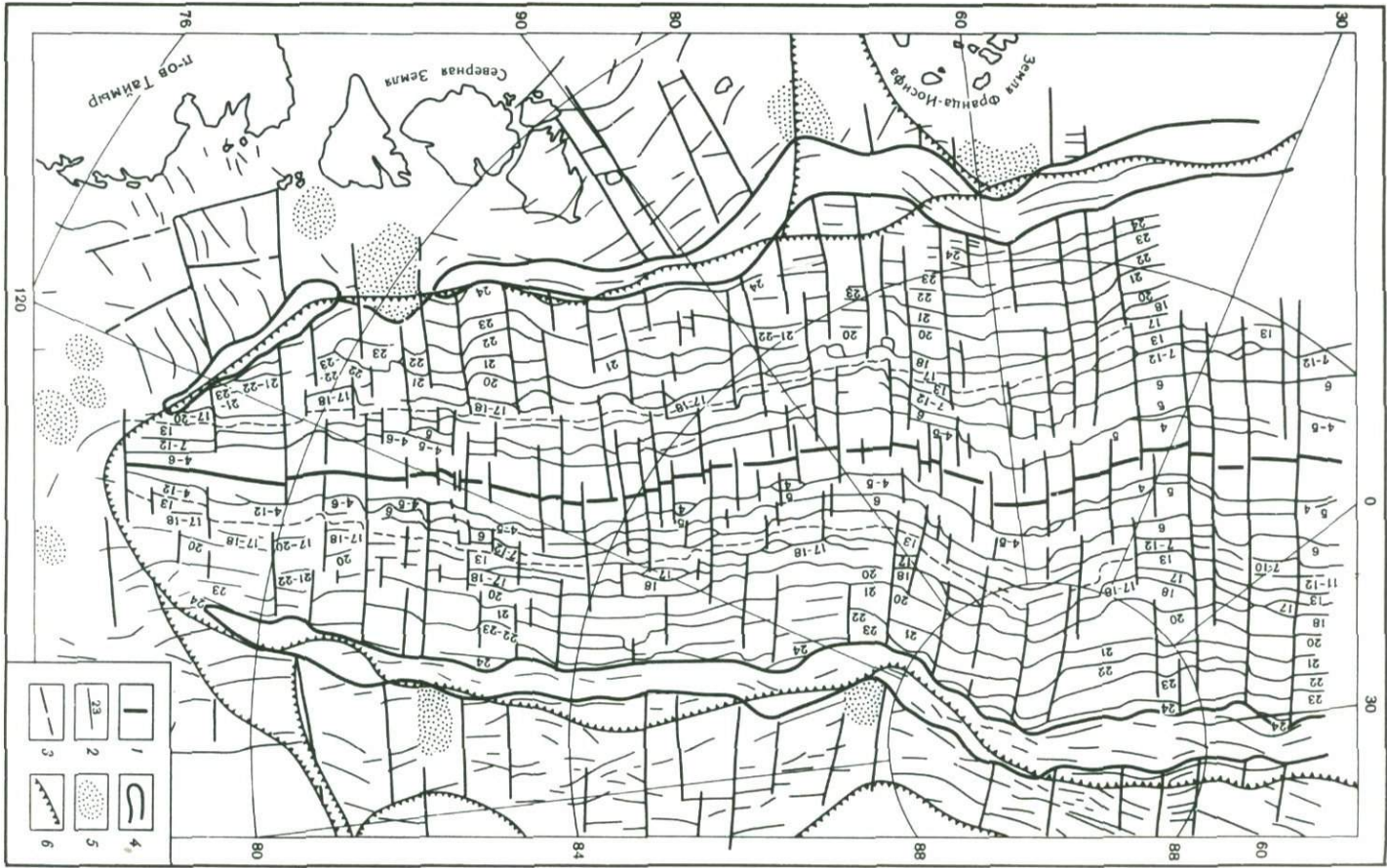
v_d на площади бассейна колеблется от 4 (аномалия 1) до 0,6–1,0 (аномалия 13). Ширина аномалий сильно варьирует и определяется с трудом из-за их слияния при приближении к морю Лаптевых; по этой же причине отстояния аномалий от оси хребта, немонотонно убывающие в указанном направлении, не всегда могут быть отнесены к конкретным аномалиям.

В конечном счете не удастся добиться однозначного и убедительного соответствия эмпирического и теоретических профилей, рассчитанных для простой модели чередующихся прямо и обратно намагниченных прямоугольных блоков (рис. 3). Выбор между тремя "конкурирующими", формально одинаково пригодными вариантами отождествления в плиоцене в пользу наименьшей скорости разрастания делается на основании следующих косвенных соображений.

Во-первых, сама степень несоответствия необычно велика для скоростей 10 мм/год и более, как показывают результаты геохронологического анализа в Норвежско-Гренландском бассейне и в Северной Атлантике. Во-вторых, принятие любой из повышенных скоростей приводит к такому отождествлению аномалий в плиоцене, при котором эмпирический профиль оказывается перенасыщенным палеомагнитными аномалиями. В-третьих, при наименьшей скорости разрастания обеспечивается выполнение теоремы Эйлера о совмещении недеформируемых контуров на протяжении 7000 км дивергентной границы Евразийской и Северо-Американской литосферных плит [Карасик, 1974]. Это избавляет от необходимости вводить дополнительные границы плит на стыке Евразийского и Норвежско-Гренландского бассейна, где для этого нет никаких других оснований. Наконец, принятие варианта с самой медленной скоростью обеспечивает вполне надежное отождествление более древних аномалий (см. рис. 3) с определением общего возраста бассейна несколько более 60 млн. лет.

Результаты геокинематического анализа показывают, что скорости разрастания дна в Евразийском бассейне на протяжении последних 50–55 млн. лет не превышали 10 мм/год, а последних 38 млн. лет – 6 мм/год. При столь низких темпах раскрытия здесь не существовать крайне неблагоприятные условия для отождествления аномалий, что и наблюдается в действительности. На модельных профилях (рис. 4) бросается в глаза резкое сокращение информативности аномального поля при уменьшении скорости разрастания даже по сравнению с далеко не самым благоприятным случаем, при $S = 10$ мм/год. При $S \leq 5$ мм/год фактически не остается неслившихся ключевых аномалий; сохранившиеся аномалии становятся близкими по форме, утрачиваются тонкие диагностические детали профиля. Сложность анализа становится особенно очевидной, если вспомнить, что в мировой практике имеются случаи геохронологического анализа полей, возникших при скоростях разрастания, которые в 35–70 раз превышают скорости раскрытия в Евразийском бассейне [Rea et al., 1973].

Найденные по формулам (1)–(5) оценки свидетельствуют о неблагоприятных условиях для геохронологического анализа в Евразийском бассейне. Насыщенность модельных профилей (рис. 5а) в плиоцене здесь невелика ($\eta_a < 0,5$) – меньше, чем в Атлантическом, Индийском и тем более Тихом океанах. Надежность профиля (рис. 5б) также мала из-за низкой интенсивности поля и уменьшается в сторону малых значений S .



П-08 Таймыр

Северная Земля

Земля Франца-Иосифа

120

30

0

30

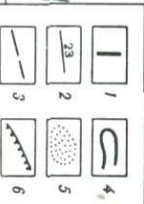
80

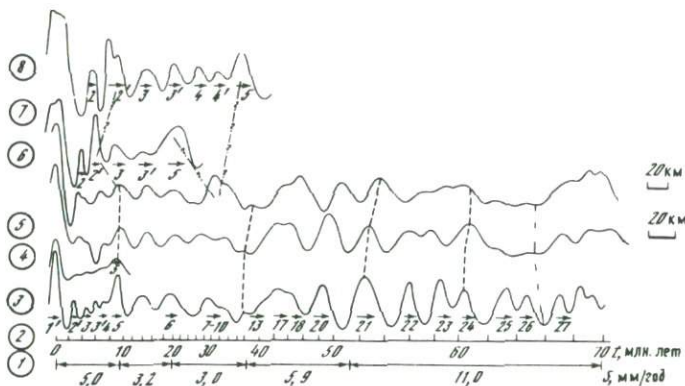
84

88

88

90





Р и с. 3. Отождествление палеомагнитных аномалий Евразийского бассейна

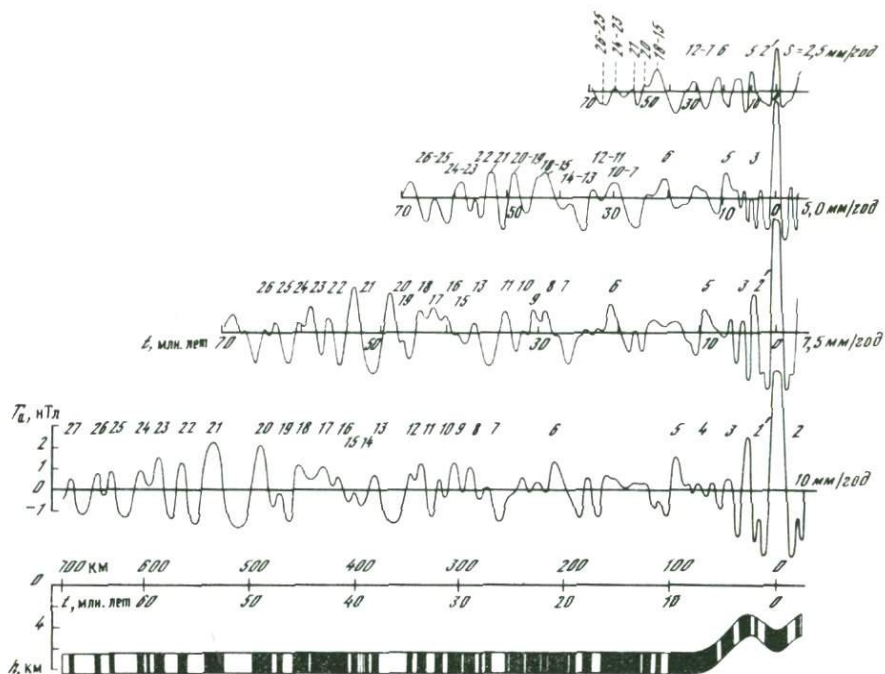
1 — скорости разрастания океанического дна, принятые при вычислении модельного профиля; 2 — временной масштаб модели; 3 — полярный модельный профиль над последовательностью прямоугольных, бесконечных по простиранию прямо и обратно намагниченных блоков с $I_r = \pm 0,75 \text{ A/m}$, вертикальная мощность блоков 2 км, кровля модели совпадает с региональным рельефом дна (нумерация аномалий здесь и далее ламонтская); 4 — то же, но кровля модели на постоянной глубине 6,5 км; 5—6 —сводный эмпирический профиль (северная половина), изображенный в прямом и обратном направлениях соответственно; 7 — модельный профиль при той же геометрии модели, что и в 3, но при $S = 10 \text{ мм/год}$, $\sigma_D = 3 \text{ км}$; 8 — то же, но при $S = 15 \text{ мм/год}$

Приняв ширину зоны формирования магнитоактивного слоя на хребте Гаккеля равной 6 км, как на участке FAMOUS оси Срединно-Атлантического хребта [Johnson, Merrill, 1978], находим, что среднее время формирования магнитоактивного слоя в плиоцене составляет $\theta = 0,5 \div 1 \text{ млн. лет}$, а $\eta_\theta = 0,6 \div 0,3$. Как показали Джонсон и Меррил [Johnson, Merrill, 1978], в этом случае можно ожидать появления в верхней части магнитоактивного слоя в среднем 2—4 горизонта с чередующейся по вертикали прямой и обратной полярностью, а эффективная намагниченность источников $I_{\text{эф}} = F I_r$ резко снижается по сравнению с естественной остаточной намагниченностью I_r слагающих магнитоактивный слой базальтов из-за низкого значения нормирующего коэффициента $F (0 \leq F \leq 0,3)$.

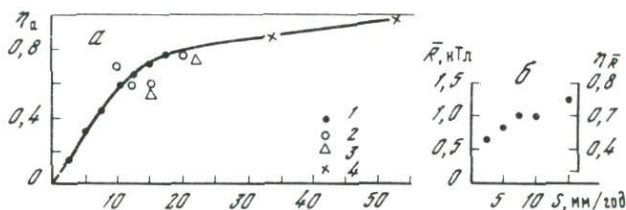
Если, наконец, принять во внимание пониженное значение I_r базальтов в Евразийском бассейне, обусловленное рядом причин и, в частности, особенностями их излияния и намагничивания в присутствии осадочного чехла, успевающего образоваться на оси разрастания из-за низких темпов раскрытия [Vogt et al., 1970], то становится понятной исключительно низкая общая интенсивность аномального поля Евразийского бассейна, давшая основание для образного, но неверного утверждения [Vogt, Avery, 1974], что на хребте Гаккеля происходит формирование зоны

Р и с. 2. Оси магнитных аномалий Евразийского бассейна Северного Ледовитого океана и его обрамления (составил А.М. Карасик)

1 — осевая аномалия; 2 — оси магнитных аномалий T_a (с ламонтскими номерами — в Евразийском бассейне, без номеров — на обрамлении); 3 — поперечные нарушения корреляции аномалий; 4 — зоны "спокойного" магнитного поля; 5 — изометричные максимумы T_a ; 6 — границы морфологических провинций



Р и с. 4. Полярные модельные профили при разных скоростях разрастания
Внизу показана модель магнитоактивного слоя для скорости разрастания
10 мм/год и $I = \pm 0,75$ А/м



Р и с. 5. Сравнительная оценка насыщенности модельных профилей по отношению к плиоценовой истории инверсий геомагнитного поля (а) и зависимости среднего размаха аномалий и надежности плиоценовых модельных профилей от скорости разрастания в Арктическом бассейне (б)

1 — Арктический бассейн; 2—4 — Атлантический, Индийский и Тихий океаны соответственно ($\sigma_R = 0,1$ нТл; намагниченность источников аномалий $I_p = \pm 1,5$ А/м)

спокойного поля. Как показывают результаты геофизических исследований и, в частности, геосторического анализа аномального магнитного поля [Грачев, Карасик, 1974; Карасик, 1974], Евразийский бассейн — это нормальный океанический, т.е. спрединговый эоценовый бассейн, геологическое, морфологическое и геофизическое своеобразие которого обусловлено главным образом тем, что в течение большей части своего развития он раскрывался с очень низкой скоростью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Введенные и использованные на примере Евразийского бассейна количественные критерии в совокупности дают довольно полную, хотя и далеко не исчерпывающую многомерную характеристику условий геохронологического анализа. Отсутствие единой всеобъемлющей характеристики связано с большими объективными трудностями, которые, как указывал Буллард [Bullard, 1968], встречаются при любой попытке формализовать процедуру подбора, опирающуюся на использование качественных, визуальных признаков соответствия в условиях помех. Именно этим объясняется тот факт, что в мировой практике объективные способы количественной оценки соответствия эмпирических и теоретических полей [Morgan, Loomis, 1971; Loncarievic, Parker, 1971] не нашли распространения. Из этого не следует, конечно, что процедура отождествления аномалий не может быть формализована с помощью какого-либо метода, основанного, например, на представлениях теории распознавания образов. Не претендуя на решение подобной задачи, мы полагаем, что предложенный и развитый нами подход, приводящий к получению многомерной характеристики, полезен для наглядного описания весьма различных ситуаций, возникающих при проведении геохронологического анализа в районах с резко неодинаковыми темпами разрастания океанического дна.

ЛИТЕРАТУРА

- Аументо Ф. Сложность океанического слоя 2 по данным глубоководного бурения. — В кн.: Основные проблемы рифтогенеза. Новосибирск: Наука, 1977, с. 162–167.
- Грачев А.Ф., Карасик А.М. Разрастание океанического дна и тектоника Евразийского бассейна Северного Ледовитого океана. — В кн.: Геотектонические предпосылки к поискам полезных ископаемых на шельфе Северного Ледовитого океана. Л.: НИИГА, 1974, с. 19–33.
- Карасик А.М. Магнитные аномалии хребта Гаккеля и происхождение Евразийского суббассейна Северного Ледовитого океана. — В кн.: Геофизические методы разведки в Арктике. Л.: НИИГА, 1968, вып. 5, с. 8–19.
- Карасик А.М. Аномальное магнитное поле Евразийского бассейна Северного Ледовитого океана. — ДАН СССР, 1973, 211, № 1, с. 86–89.
- Карасик А.М. Евразийский бассейн Северного Ледовитого океана с позиций тектоники плит. — В кн.: Проблемы геологии полярных областей Земли. Л.: НИИГА, 1974, с. 23–31.
- Карасик А.М. Магнитные аномалии океанов: современное состояние вопроса. — В кн.: Глубинное строение и геофизические особенности структур земной коры и верхней мантии. Л.: НИИГА, 1975, с. 29–31.
- Ле Пишон К., Франшто Ж., Боннин Ж. Тектоника плит. М.: Мир, 1977. 288 с.
- Печерский Д.М., Назарова Е.А., Лыков А.В. Магнетизм и некоторые проблемы строения и развития земной коры и верхней мантии. — Изв. АН СССР. Физ. Земли, 1977, № 11, с. 85–99.
- Рождественский С.С. Результаты исследований аномального магнитного поля Северной Атлантики и Норвежско-Гренландского бассейна Северного Ледовитого океана. — В кн.: Геология моря. Л.: НИИГА, 1975, вып. 4, с. 58–62.
- Рождественский С.С., Карасик А.М. Современная геометрия дивергентной границы Северо-Американской и Евразийской плит литосферы. — ДАН СССР, 1975, 227, № 1, с. 208–211.
- Хейрцлер Дж., Диксон Г., Херрон Е. и др. Морские магнитные аномалии, инверсии геомагнитного поля и движения океанического дна и континентов. — В кн.: Новая глобальная тектоника. М.: Мир, 1974, с. 38–57.

- Atwater T.M., Mudie J.D.* Detailed near-bottom geophysical study of the Gorda Rise. — *J. Geophys. Res.*, 1975, **78**, № 35, p. 8665–8686.
- Blakely R.J., Cox A.* Identification of short polarity events by transforming marine magnetic profiles to the Pole. — *J. Geophys. Res.*, 1972a, **77**, N 23, p. 3484–3491.
- Blakely R.J., Cox A.* Evidence for short geomagnetic polarity intervals in the Early Cenozoic. — *J. Geophys. Res.*, 1972b, **77**, N 35, p. 7065–7073.
- Blakely R.J.* In age-dependent two-layer model for marine magnetic anomalies. — In: *The Geophysics of the Pacific Ocean Basin and its margin*. N.Y.: Amer. Geoph. Univ., 1976, p. 227–234.
- Bullard E.* Reversal of the Earth's magnetic field. — *Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A*, 1968, **263**, p. 481–542.
- Carmichael C.M.* The Mid-Atlantic Ridge near 45° N. VII. Magnetic properties and opaque mineralogy of dredged samples. — *Canad. J. Earth Sci.*, 1970, **7**, N 2, pt 1, p. 239–256.
- Johnson H.P., Merrill R.T.* A direct test of the Vine-Matthews hypothesis. — *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1978, **40**, N 2, p. 263–269.
- Larson R.L., Pitman W.C.* World-wide correlation of mesozoic magnetic anomalies and its implications. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1972, **83**, N 12, p. 3645–3662.
- Loncarievic B.D., Parker R.L.* The Mid-Atlantic Ridge near 45° W. XVIII. Magnetic anomalies and ocean floor spreading. — *Canad. J. Earth Sci.*, 1971, **8**, N 8, p. 883.
- Luyendyk B.P., Macdonald K.C.* Spreading center ternes and conaepts. — *Geology*, 1976, **4**, N 6, p. 369–370.
- Macdonald K.C.* Near-bottom magnetic anomalies, asymmetric spreading, oblique spreading, and tectonics of the Mid-Atlantic Ridge, near lat 37°N. — *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1977, **88**, N 4, p. 541–555.
- Matthews D.H., Bath I.* Formation of magnetic anomaly pattern of Mid-Atlantic Ridge. — *Geophys. J. Roy. Astron. Soc. London*, 1967, **13**, N 1–3, p. 349–351.
- Morgan W.Y., Loomis T.P.* Correlation coefficients and sea-floor spreading, and automated analysis of magnetic profiles. — *Mar. Geophys. Res.*, 1971, **1**, N 3, p. 248–260.
- Pitman W.C., Talwani M., Heirtzler J.R.* Age of the North Atlantic Ocean magnetic anomalies. — *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1971, **11**, N 3, p. 195–200.
- Rea D.K., Dymond J., Heath G.R.* et al. New estimates of rapid sea floor spreading rates and the identification of young magnetic anomalies on the East Pacific rise 6° and 11°S. — *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1973, **19**, N 2, p. 225–229.
- Schouten J.A.* A fundamental analysis of magnetic anomalies over oceanic ridges. — *Mar. Geophys. Res.*, 1971, **1**, N 2, p. 111–144.
- Schouten H., McCamy K.* Filtering marine magnetic anomalies. — *J. Geophys. Res.*, 1972, **77**, N 35, p. 7089–7099.
- Shipboard Scientific Party. — *Geotimes*, 1976, **21**, N 1, p. 20.
- Van Andel T.H., Bowin C.O.* Mid-Atlantic Ridge between 22° and 23° north latitude and the tectonics of mid-ocean rises. — *J. Geophys. Res.*, 1968, **73**, N 4, p. 1279–1298.
- Van den Akker F.B., Harrison C.G.A., Mudie J.D.* Even more on the direct interpretation of magnetic anomalies. — *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1970, **9**, N 5.
- Vine F.J.* Spreading of the ocean floor: new evidence. — *Science*, 1966, **154**, N 3755, p. 1405–1415.
- Vine F.J.* Magnetic anomalies associated with mid-ocean ridges. — In: *The history of the Earth's crust*. Princeton Univ. Press, 1968, p. 73–89.
- Vogt P.R., Avery O.E., Schneider E.D.* et al. Discontinuities in sea-floor spreading. — *Tectonophysics*, 1969, **8**, N 4/6, p. 285–317.
- Vogt P.R., Ostensio N.A., Johnson G.L.* Magnetic and bathymetric data bearing on sea-floor spreading north of Iceland. — *J. Geophys. Res.*, 1970, **75**, N 5, p. 903–920.
- Vogt P.R., Avery O.E.* Tectonic history of the Arctic basins partial solutions and unsolved mysteries. — N.Y.: Amer. Geophys. Union., 1974, p. 83–117.
- Williams C.A., McKenzie D.* The evolution of North East Atlantic. — *Nature*, 1971, **232**, N 5307, p. 168–173.

Е.Г. Мирлин

КАЙНОЗОЙСКАЯ ТЕКТНИКА ПЛИТ ИСЛАНДСКОГО РЕГИОНА СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Уже в первых построениях геологов-мобилистов были предложены реконструкции древнего палеозойского материка Лавразии, объединявшего континенты северного полушария. В таких реконструкциях Гренландия сближена с Европой настолько, что каледониды Гренландии рассматриваются как западное крыло того же самого складчатого пояса, который протягивается через Норвегию и Шотландию. Эти построения, хорошо обоснованные по геологическим данным, затем нашли подтверждение в теории тектоники литосферных плит. В рамках этой теории простейшие схемы раскрытия различных частей Атлантики рассматривались как результат поворота расходящихся друг от друга плит путем вращения в противоположные стороны около одного и того же полюса вращения.

Границы плит сопоставляются с положением полосовых магнитных аномалий, которые фиксируют зоны образования одновозрастной океанической коры в процессе спрединга.

Веским подтверждением этой теории оказалось то, что на большей части Атлантического океана полосовые аномалии действительно совпадают с той картиной их взаимного расположения, которая может быть геометрически построена по таким схемам. В северной части океана это оказывается справедливым для зоны подводных хребтов Рейкьянес и Мона. Однако эти построения при всей их убедительности не дают ответа на ряд принципиально важных вопросов. Как, почему и когда образовались такие структуры, как вулканический массив Исландии, "микроконтиненты" типа плато Рокколл и Фарерских островов, глубокие осадочные бассейны вдоль побережья северо-западной Европы? Как эти структуры связаны с раздвижением континентов?

Следует подчеркнуть, что подобного рода структуры не являются особенностью лишь Северной Атлантики, они известны и в других океанах. Следовательно, решение поставленных вопросов имеет важное значение и для всей новой глобальной тектоники. Северная Атлантика в этом отношении является прекрасным полигоном благодаря своей хорошей изученности. Здесь выполнен большой объем геолого-геофизических работ и проведено глубоководное бурение. Результаты этих исследований обобщены в ряде работ [Talwani, Eldholm, 1977; Исландия..., 1977; Talwani et al., 1976; Мирлин, 1978; Gronlie, Talwani, 1978], с учетом которых мы рассмотрим основные особенности строения дна и структуры магнитных аномалий.

ОСНОВНЫЕ ЧЕРТЫ СТРОЕНИЯ ИСЛАНДСКОГО РЕГИОНА СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Северная Атлантика от южной оконечности Гренландии до о-ва Ян-Майен, который находится уже за полярным кругом, характеризуется большой неоднородностью строения дна. Расположенный здесь крупнейший вулканический о-в Исландия вместе с Фарерско-Гренландским

порогом¹ образует перемычку, разделяющую этот бассейн на две части, отличающиеся положением осей срединно-океанических хребтов относительно прилегающих континентов. К югу от этого порога хребет Рейкьянес занимает медианное положение между побережьем Гренландии и возвышенностью Хаттон-Рокколл. В отличие от него к северу от Исландии хребет Кольбейнсей заметно смещен на запад к Гренландии. К северу от о-ва Ян-Майен хребет Мона также занимает центральное положение относительно Гренландии и Скандинавии. Особенностью этого региона также является наличие микроконтинентов — поднятий дна, земная кора которых имеет континентальное строение. Большинство микроконтинентов располагается вдоль побережья Европы. К ним относятся: возвышенность Хаттон-Рокколл, состоящая из двух небольших плато Хаттон и Рокколл, разделенных глубокой депрессией; серия небольших поднятий к северо-востоку от них; Фарерские о-ва. Континентальная структура последних доказана сейсмическими методами, однако их верхняя часть, выступающая над водой, сложена базальтовыми лавами. Узкие поднятия протягиваются также вдоль юго-восточной окраины Норвежской котловины и в пределах плато Воринг на материковой окраине Скандинавии. Последние три поднятия почти не выражены в рельефе дна, однако уверенно устанавливаются сейсмическими и другими геофизическими методами. Все эти возвышенности отделяются от побережья Европы глубокими депрессиями, которые заполнены осадками мощностью 5—9 км. В отличие от микроконтинентов земная кора этих депрессий имеет субокеанический тип строения. Аналогичные глубокие впадины располагаются под дном Северного моря и, вероятно, вдоль восточного побережья Гренландии. На плато Воринг и в юго-восточной части Норвежской котловины эти впадины отделены от соседних приподнятых блоков крутыми, высокими уступами.

Наиболее сложным в Северной Атлантике является Исландский регион, заключенный между возвышенностью Рокколл на юге и Ян-Майенским трансформным разломом на севере (рис. 1, вкл.). Здесь выделяются две оси спрединга: одна из них, ныне активная, на хребте Кольбейнсей, другая, затухшая — в Норвежской котловине. Между ними расположен глыбовый хребет Ян-Майен.

Структура магнитных аномалий. Для геологической интерпретации удобно разделить весь регион на три категории районов: 1) районы с отчетливо выраженной линейной структурой магнитных аномалий, надежно идентифицируемых со шкалой палеомагнитной хронологии (осевая часть и склоны хребтов Рейкьянес и Мона); 2) районы, где также наблюдаются линейные магнитные аномалии, которые идентифицируются менее надежно (хребет Кольбейнсей и Норвежская глубоководная котловина); 3) районы, характеризующиеся нерегулярным, почти изометрическим магнитным полем различной интенсивности (северная часть хребта Кольбейнсей, глыбовый хребет Ян-Майен, Фарерско-Гренландский порог, Датский и Фарерско-Шетландский желоба).

Рассмотрим подробнее распределение геофизических характеристик в каждом из этих районов.

1. Наиболее древними из надежно идентифицированных аномалий на хребте Рейкьянес являются аномалии 24, которые обнаружены бли...

¹ Для того чтобы подчеркнуть морфологическое и генетическое единство двух структур Фарерско-Исландского и Исландско-Гренландского порогов, мы предлагаем называть их Фарерско-Гренландским порогом.

точного побережья Гренландии и вдоль подножия возвышенности Роколл. При приближении к Фарерско-Гренландскому порогу группа древних аномалий 19–24 разворачивается в субмеридиональном направлении на западном и восточном склонах хребта. Структура поля имеет более сложный характер в интервале аномалий 6–19 благодаря существованию большого количества трансформных разломов, протягивающихся в субширотном направлении и отстоящих друг от друга вдоль простириания хребта на расстояния около 100 км. Аномалии в этом интервале имеют направление, близкое к меридиональному. Смена ориентировки аномалий связана с изменением в направлении спрединга после того, как Лабрадорский рифт прекратил свою деятельность и Гренландия начала перемещаться как часть Северо-Американской плиты.

В пределах осевой части хребта Рейкьянес отмечается строгая линейность, симметрия и закономерное чередование магнитных аномалий, которые уверенно отождествляются с интервалами шкалы палеомагнитной хронологии. Вдоль простириания хребта устойчиво прослеживаются не только полосы положительных и отрицательных значений поля, но и осложняющие их локальные экстремумы. Геометрически правильная структура магнитного поля наблюдается вплоть до шельфа Исландии, несмотря на то, что морфология осевой части хребта заметно меняется. Рифтовая долина, хорошо выраженная в южной части хребта, постепенно сменяется центральным поднятием по мере приближения к острову. Характерно, что в течение последних 10 млн. лет хребет Рейкьянес является косым хребтом, в котором направление магнитных аномалий перпендикулярно вектору перемещения литосферных плит [Vogt et al., 1969].

Строение осадочной толщи хребта Рейкьянес типично для срединно-океанических хребтов. Осадки залегают практически горизонтально, заполняя депрессии акустического фундамента, либо облекая его выступы. Мощность осадков увеличивается по мере удаления от его оси, достигая максимума близ подножия Гренландии и плато Роколл [Bailey et al., 1974].

Распределение магнитных аномалий, так же как и структура осадков на хребте Мона, аналогично тому, которое наблюдается к югу от Фарерско-Исландского порога. Наиболее древние аномалии 20–24 протягиваются вдоль материкового подножия, а наиболее молодые 5–1 — в осевой зоне хребта.

2. В пределах оси хребта Кольбейнсей наблюдаются аномалии 1–5. Наиболее надежно идентифицированы аномалии 1 и 5 центрального отрезка хребта в пределах $68^{\circ} 30'$ с.ш., где они довольно хорошо выдержаны по простирианию. Что касается других аномалий, то они прослеживаются не столь устойчиво, и в целом структура поля менее упорядочена, чем на хребте Рейкьянес. К югу от 68° с.ш. происходит разворот хребта Кольбейнсей, а вместе с ним и линейных магнитных аномалий в субмеридиональном направлении. По мере приближения к Исландии структура магнитного поля становится все менее регулярной. На широте 67° с.ш. интенсивность аномалий уменьшается примерно в 2 раза по сравнению с центральным отрезком хребта и они становятся настолько неупорядоченными, что идентификация их и корреляция между профилями невозможна. Как и на хребте Рейкьянес, рельеф дна и морфология акустического фундамента также заметно меняются вдоль простириания хребта. При приближении к острову рифтовая долина, довольно хорошо выраженная на широте 68° – 69° , сменяется узким осевым поднятием высотой несколько сот метров.

К северу от $70^{\circ}30'$ с.ш. и до разлома Ян-Майен срединный хребет выражен в виде серии крупных, высоких блоков, разделенных депрессиями. На этом же отрезке линейное магнитное поле сменяется нерегулярными аномалиями различной интенсивности, которые практически невозможно идентифицировать со стандартной магнитохронологической шкалой. Исключением является максимум амплитудой свыше 1500 нТл, который фиксируется над депрессией в рельефе, лишенной осадков. По этим признакам указанный максимум принят нами за осевую аномалию.

Осевая зона хребта Кольбейнсей почти лишена рыхлых осадков, они появляются только на склонах хребта. К западу от его южного окончания расположена перекрытая рыхлыми осадками равнина, которая отделена от Датского желоба хорошо выраженным в рельефе акустического фундамента уступом высотой 500–600 м. Вдоль восточного борта хребта также протягивается крупный уступ, наиболее четко выраженный между 68 и 70° с.ш. К югу от 68° с.ш. высота уступа уменьшается и он исчезает. К северу от 70° с.ш. уступ переходит в зону интенсивного дробления фундамента, протягивающуюся параллельно срединному хребту. Степень расчлененности хребта увеличивается с юга на север, причем на восточном его склоне выделяются блоки, отделенные друг от друга указанным выше уступом и расположенные на различных гипсометрических уровнях.

Для рыхлого осадочного покрова склонов хребта Кольбейнсей характерно двухчленное строение. Верхний горизонт состоит из слоев, обладающих высокими отражающими свойствами и имеет мощность от 200 до 500 м. Нижний горизонт представлен слабо стратифицированными акустически прозрачными осадками. Существенно, что рыхлый покров на склонах хребта, особенно между 68 и 71° с.ш. интенсивно дислоцирован, в ряде мест осадки надвинуты на склоны поднятий акустического фундамента. В районе уступа на восточном склоне хребта сильно перемятые рыхлые осадки образуют вал на раздробленной поверхности акустического фундамента.

Принципиально важным для тектоники всего региона является вопрос о начале спрединга на хребте Кольбейнсей, или, другими словами, вопрос о наиболее древних аномалиях на склонах этого хребта. Для решения его необходимы детальные, систематические магнитные съемки в совокупности с другими геофизическими данными. Такого рода съемки выполнены к северо-востоку от Исландии на судне "Метеор" (полигон 1, рис. 2, а). Измерения проводились по системе субширотных галсов с расстояниями между ними 3–4 мили (1 м. миля = 1,852 км). Всего было выполнено 23 профиля, из которых для анализа мы отобрали 11, расположенных в северной части полигона. На склоне и шельфе Исландии магнитное поле из-за небольшой глубины весьма неоднородно намагниченных базальтовых покровов становится столь нерегулярным, что не поддается анализу, поэтому южные профили были исключены из рассмотрения.

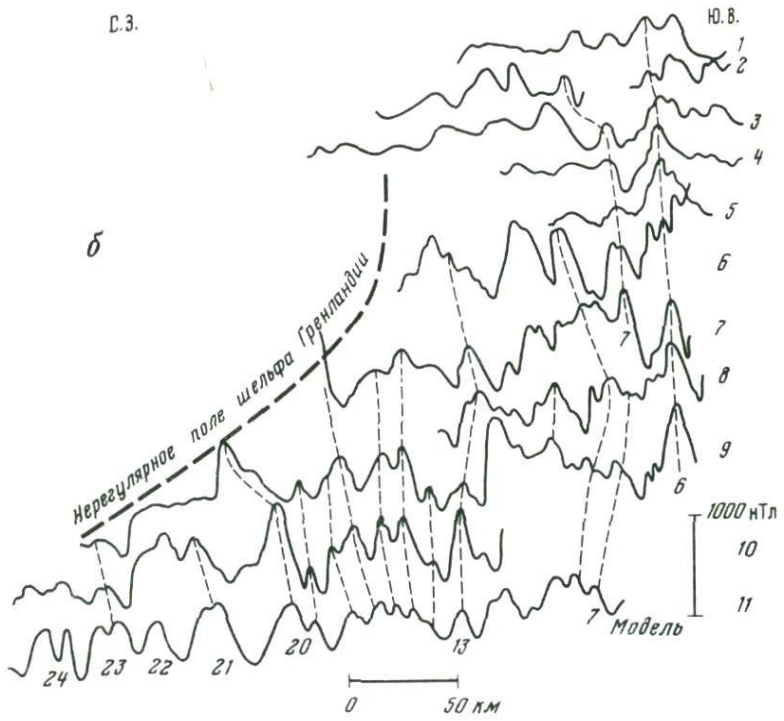
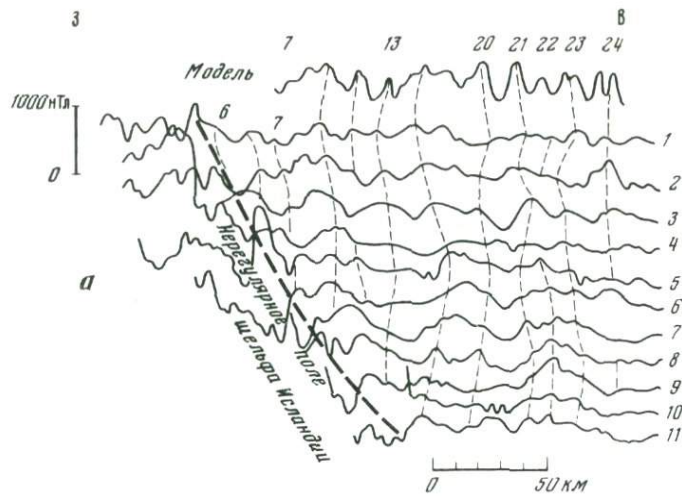
Рассмотрим структуру магнитных аномалий на этих 11 профилях, сравнивая ее с моделью аномалий, рассчитанной в предположении, что скорость спрединга была очень невысока – 0,35 см/год (рис. 2, б). Несмотря на столь медленное разрастание, выделяются группы аномалий, которые отчетливо коррелируют с основными аномальными зонами в модели. Так, аномалии 23, 22 и 21 объединяются в один крупный максимум, имеющий отдельные экстремумы, соответствующие этим аномалиям. Очень характерной чертой является минимум между аномалиями 20 и 21, который устойчиво прослеживается почти на всех профилях магнитной съемки. Особенно хорошо он выделяется на профилях 3, 6–8. Анома-

лии 14–19 сливаются в один широкий максимум, который также можно проследить на многих профилях (например, 1–3, 5–7). Аномалии 7–10 образуют еще один аналогичный максимум, который весьма устойчиво выделяется на всех профилях, вплоть до границы нерегулярного поля шельфа Исландии. Заметим, что коррелируют между профилями не только аномальные зоны, но и отдельные аномалии. Например, на профилях 2, 3, 7 отчетливо выделяется аномалия 21, а на профилях 1–3 и 5–6 — аномалия 7. Столь устойчивая корреляция является весьма показательной, так как, помимо низкой скорости спрединга, резко ослабляющей закономерную структуру линейных океанических аномалий, здесь присутствует еще один неблагоприятный фактор: расчлененный рельеф акустического фундамента. Сейсмические исследования на НИС “Академик Курчатов” показали, что в данном районе перепады фундамента превышают 1 км. Мы можем, следовательно, заключить, что, несмотря на указанные неблагоприятные обстоятельства, в данном районе достаточно уверенно выделяются магнитные аномалии, свидетельствующие о начале раскрытия этого бассейна в палеоцене (около 60 млн. лет назад). Подтверждением этому служат результаты этих же сейсмических работ, согласно которым мощность осадков здесь превышает 2 км, а акустический фундамент местами залегает на глубинах, превышающих 3 км, что примерно соответствует глубине фундамента в Норвежской котловине.

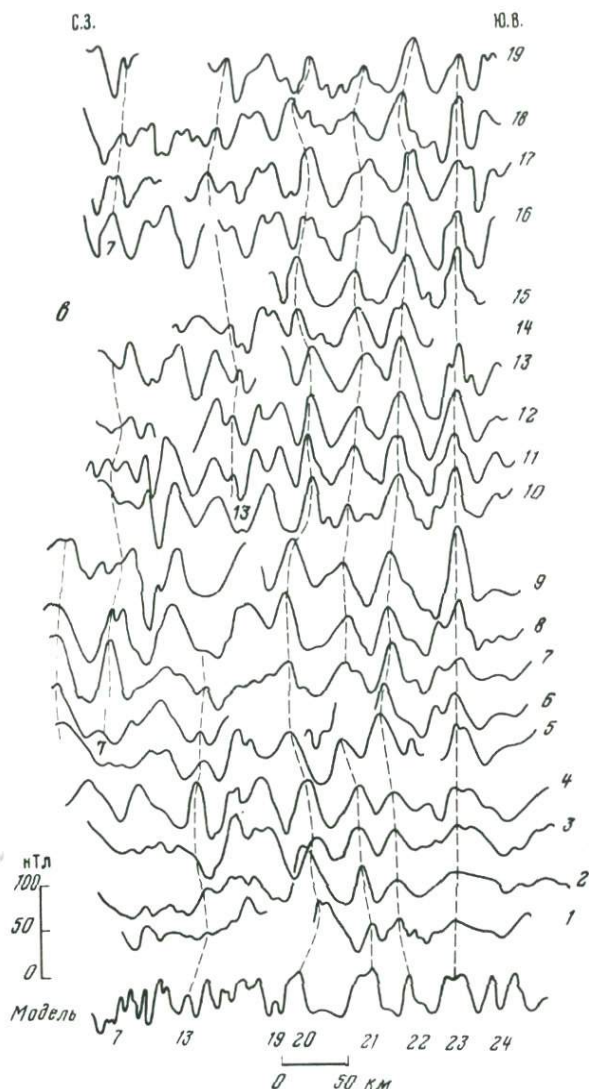
К сожалению, в рассматриваемом районе по проекту глубоководного бурения не пробурена ни одна из скважин. Скважина 348 пробурена к северу от него, в основании ее лежат раннемиоценовые — верхнеолигоценые осадки, что в первом приближении соответствует возрасту ложа по магнитным аномалиям (21 млн. лет). К востоку от полигона I пробурена скважина 350, в основании которой вскрыты долеритовые базальты позднеэоценового возраста (38–43 млн. лет). Эти базальты очень свежи, а покрывающие их осадки баритизированы, что позволяет предполагать интрузивный характер базальтов этой скважины, которая расположена на южном продолжении хребта Ян-Майен, где не обнаружено линейных аномалий магнитного поля. Тем не менее наличие в ней достаточно древних интрузивных пород также свидетельствует о начале движения хребта Ян-Майен относительно Гренландии в ранние этапы спрединга.

Если хребет Ян-Майен начал отделяться от Гренландии в палеоцене, то древние магнитные аномалии должны располагаться не только на восточном, но и на западном фланге хребта Кольбейнсей. Однако участок хребта на его западном склоне, соответствующий полигону I, располагается как раз на Исландско-Гренландском пороге, где магнитное поле столь же нерегулярно, как и на шельфе Исландии. Кроме того, объем имеющихся данных там крайне ограничен. Поэтому мы вынуждены были пользоваться только материалами съемок, выполненных в Датском проливе и к северу от него на НИС “Академик Курчатов” и американском судне “Вима”. Все профили ориентированы с северо-запада на юго-восток примерно вкрест простираения аномалий и расположены в пределах площади, околтуренной на рис. 2, б (полигон II). Как и в предыдущем случае, магнитные аномалии сравнивались с моделью, рассчитанной для скорости спрединга 0,7 см/год. Отличие скоростей спрединга по сравнению с предыдущим полигоном будет рассмотрено далее при анализе движения от Гренландии хребта Ян-Майен.

Из серии наиболее древних аномалий на самых южных профилях (9–11) отчетливо выделяется аномалия 20 (см. рис. 2, б). Характерно, что ее простираение отличается от простираения аномалий, имеющих меньший



Р и с. 2. Магнитные аномалии в районах детальных магнитных съемок
 а – полигон I ; б – полигон II; в – полигон III



возраст. Хорошо прослеживаются также аномалии 19–13, которые в модели объединяются в один широкий максимум. Устойчиво прослеживаются максимумы между аномалиями 6 и 7, а также максимум, являющийся аномалией 6. Как и на предыдущем полигоне, мощность осадков здесь довольно значительна и превышает местами 1,5 км, а фундамент погружен до глубин 3,0–3,2 км.

Наиболее существенной особенностью магнитного поля Норвежской котловины является веерообразное расположение в плане линейных аномалий. Древнейшие магнитные аномалии 20–25 в юго-восточной части котловины субпараллельны Фареро-Шетландскому уступу, обнаруженному сейсмопрофилированием. Одноименные аномалии в западной части и

идентифицируемые менее уверенно имеют меридиональное простирание. Ширина зоны линейных аномалий на севере котловины составляет около 300 км и уменьшается до 150 км вблизи ее южного окончания. В северо-восточной части котловины обнаружена зона слабоинтенсивных, почти изометрических аномалий, выклинивающаяся к юго-западу.

В юго-восточной части котловины советскими исследователями была выполнена детальная магнитная съемка (полигон III, рис. 2, в). Расстояние между профилями здесь составляло 5–6 миль, а профили ориентированы с северо-запада на юго-восток. Здесь также выявлена последовательность древних аномалий 20–24, которые очень уверенно, почти без перерывов прослеживаются на всей площади съемки. Уверенно выделяется минимум между аномалиями 20 и 21. Довольно отчетливо идентифицируется и аномалия 13, представленная максимумом средней интенсивности, окаймленным пониженными значениями поля. Корреляция ее между галсами прерывается лишь в средней части полигона на профилях 9–10. Характерный облик имеет группа аномалий 11–7, благодаря чему аномалия 7 на профилях 6–13 и 16–19 идентифицируется также без труда, несмотря на то, что в юго-западной части полигона из-за “размытой” структуры поля она не прослеживается. В целом на самых южных профилях 1–3 поле менее регулярное, чем на остальных профилях, видимо, из-за близости северо-восточного склона Фарерско-Исландского порога. К сожалению, на северо-западе профили магнитной съемки обрываются и остается неясным, какая из наиболее “молодых” магнитных аномалий имеется в Норвежской котловине. Если наша идентификация аномалии 7 верна, то из материалов съемок следует, что к северо-западу от нее протягивается еще один максимум, особенно хорошо заметный на профилях 5–9. Возможно, он и соответствует времени затухания спрединга в Норвежской котловине. Тогда следует признать, что спрединг в этой котловине продолжался спустя еще некоторое, возможно, довольно длительное время после образования аномалии 7 (ей соответствует возраст лжа 27 млн. лет). Имеющихся данных недостаточно, чтобы однозначно ответить на этот вопрос. Скважина 337, пробуренная в 20 км к востоку от оси затухшего спрединга, вскрыла базальты, возраст которых, определенный радиометрическим методом, составляет 18–25 млн. лет. Возраст древнейших осадков в этой же скважине составляет 29–43 млн. лет (средний олигоцен–поздний эоцен). Полученное расхождение в возрасте можно трактовать по-разному, и поэтому вопрос об окончании спрединга в Норвежской котловине остается открытым. Мы склоняемся к тому, что он продолжался еще длительное время (5–10 млн. лет) после образования аномалии 7, правда, с очень небольшой скоростью. На это указывает зона очень сглаженных аномалий, выявленных примерно в северо-восточной части Норвежской котловины. В плане оси всех идентифицированных аномалий в этом районе меняют свое простирание от северо-восток–юго-западного на субширотное при подходе к Фарерско-Исландскому порогу. Характерно, что и к юго-западу от него аномалии 20 и 24 также разворачиваются и приобретают субмеридиональное простирание. Создается впечатление, что магнитные аномалии как бы огибают Фарерские о-ва, которые, как известно, характеризуются континентальным типом строения земной коры. Огибание магнитными аномалиями этих островов с юга и севера можно рассматривать, на наш взгляд, как дополнительный аргумент в пользу того, что они являются микроконтинентом, в третичное время перекрытыми плато-базальтами.

В соответствии с поведением магнитных аномалий поднятия акустического фундамента в Норвежской котловине также имеют в плане веерообразное расположение, причем расчлененность фундамента значительно выше к северо-западу от осевой линии древнего спрединга. Последняя выражена в рельефе фундамента в виде крупной депрессии и имеет субширотное простираие близ южной оконечности хребта Ян-Майен, а затем разворачивается в субмеридиональном направлении при подходе к Ян-Майенской зоне разломов. Осадочная толща в котловине также имеет двухчленное строение, причем нижние ее горизонты заметно деформированы. Осадки над поднятиями акустического фундамента в пределах зоны подводных гор и гребней центральной части Норвежской впадины смяты в складки, которые отчасти повторяют неровности акустического фундамента.

3. Хребет Ян-Майен, а также Фарерско-Гренландский порог характеризуются нерегулярным, дифференцированным магнитным полем. Амплитуда аномалий заметно увеличивается с севера на юг в сторону порога, где интенсивность их достигает 3000 нТл. Отдельные аномалии в пределах этой зоны удается коррелировать между профилями. В центральной и южной частях глыбового хребта Ян-Майен аномалии имеют преимущественно субмеридиональное простираие, а в пределах восточной части Фарерско-Исландского порога они ориентированы в направлении с северо-востока на юго-запад.

Южное продолжение глыбового хребта Ян-Майен выражено в виде протяженных поднятий, уступов и валов акустического фундамента, которые протягиваются в северном и северо-восточном направлениях. Высота их достигает 600–800 м. Вдоль западного борта хребта Ян-Майен протягивается депрессия, в северной части которой отмечаются разрывы акустического фундамента. Общая мощность осадочного чехла составляет здесь 1300–1500 м, а в местах разрыва фундамента – около 2000 м. В целом для осадочного покрова всей зоны нерегулярного магнитного поля, от Исландии до о-ва Ян-Майен, характерно двухслойное строение. Верхний горизонт представляет собой слои с высокими отражающими свойствами, а ниже залегают акустически прозрачные осадки. Весьма важно, что в пределах области, расположенной между 65 и 70° с.ш., рыхлый покров интенсивно дислоцирован и разорван многочисленными разломами. Вся эта область отделяется от северо-восточного шельфа Исландии крупным уступом, вдоль которого протягиваются интенсивные магнитные аномалии.

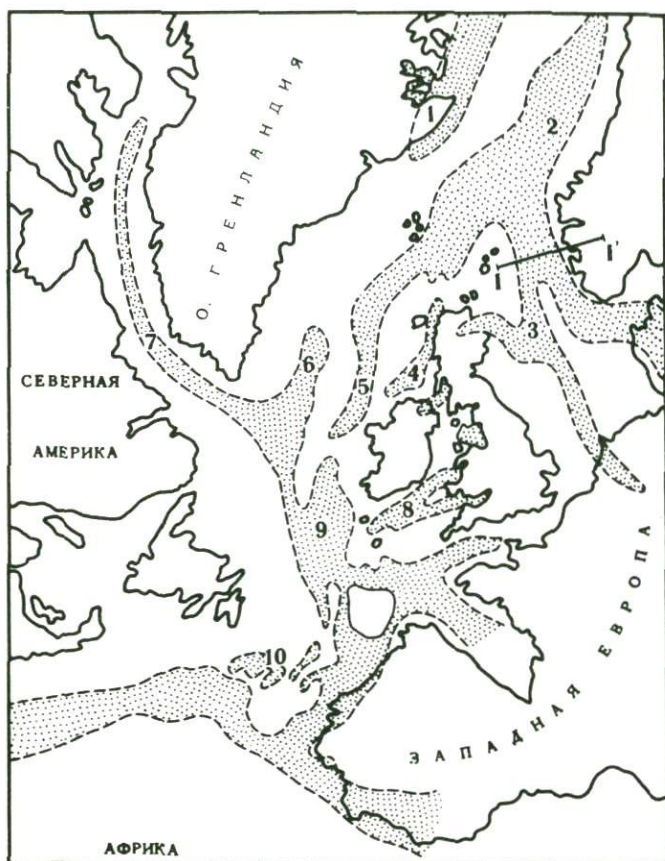
Магнитные поля шельфа и склона Скандинавии, а также Фарерско-Шетландского желоба характеризуются небольшой амплитудой и неясно выраженными простираиями. Фарерско-Шетландский уступ и уступ плато Воринг практически не выделяются в магнитных аномалиях. Сейсмическими исследованиями в пределах плато Воринг было установлено существование крупной грабенообразной депрессии, выполненной, как полагают, позднемезозойскими и третичными отложениями, общая мощность которых достигает 9 км. Осадки в пределах этой депрессии залегают почти горизонтально и этим существенно отличаются от интенсивно дислоцированной осадочной толщи склонов хребта Кольбейнсей, Норвежской котловины и хребта Ян-Майен. Для объяснения природы этой депрессии и аналогичных ей, расположенных вдоль северо-западного побережья Великобритании, обратимся к мезозойской истории региона.

Еще до того, как материк Лавразия раскололся на отдельные плиты, глубокие рифты рассекли его в различных направлениях. Процесс рифтообразования начался в ранней юре. Рифты представляли собой глубокие, линейные впадины, ограниченные разломами, флексурами или комбинациями тех и других. На поверхности впадины часто проявлялись в виде мелководных морей. Об интенсивном прогибании земной коры в пределах таких впадин свидетельствует огромная мощность мезокайнозойских осадочных отложений в них, достигающая 10 км [Ziegler, 1975; Naylor, Maunteney, 1976].

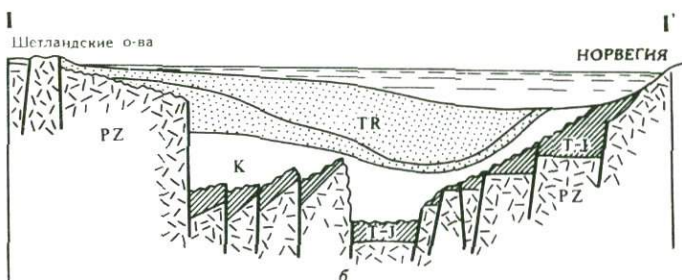
Рифты, достигающие 300 км в длину и свыше 50 км в ширину, местами прерывались поднятиями — горстами, где осадков отлагалось значительно меньше. Характерной чертой рифтов являлось то, что в плане они образовывали тройные сочленения, когда три рифта сходятся в одной точке. Выделяется несколько систем таких трехлучевых сочленений. Одна из них расположена приблизительно посередине между побережьями Великобритании и Норвегии и протягивается от континентальной окраины в районе Оркнейских островов до одного из рифтов в прибрежных водах Нидерланд. Эта система впадин простирается почти на 1200 км, а если включить в нее крупнейшие в Европе Рейнский и Гессенский грабены, то ее длина увеличится до 1800 км. Другая трехлучевая система рифтов располагается между Норвегией и Данией, ПНР и ГДР, причем общая мощность мезокайнозойских отложений в одной из Датских впадин превышает 9 км. Еще одна весьма крупная система впадин и подчиненных поднятий, о некоторых звеньях которой мы уже упоминали, протягивается к западу от Великобритании. Она включает депрессии и одноименные поднятия: Хаттон-Роколл, Роколл, Поркьюлайн, впадины Фарерско-Шетландского желоба, Воринг и депрессии Баренцева моря (рис. 3).

Форма, размеры и структура рифтов свидетельствует о том, что они обусловлены глубинными причинами и имеют общее происхождение. На это указывает также их тесная связь с Рейнским грабеном и грабеном Осло, имеющими значительно утоньшенную земную кору и разуплотненную, аномальную верхнюю мантию. Под некоторыми рифтами, как, например, под впадинами Роколл и Хаттон-Роколл, произошло полное уничтожение континентальной земной коры и была сформирована кора океанического типа. Таким образом, в раннем и среднем мезозое происходил процесс интенсивного разрушения — деструкции — континентальной земной коры материка Лавразии. Это привело к образованию сложной мозаики блоков. Глубоко погруженные участки кристаллического палеозойского фундамента, перекрытого мощным чехлом осадочных отложений, соседствовали с относительно приподнятыми глыбами кристаллического основания, где мощность осадков была незначительной.

Какая же причина вызвала столь интенсивную и широкую по масштабам деструкцию континентальной земной коры и образование глубоких рифтов? Чтобы ответить на этот вопрос, обратимся к одному из современных аналогов — активно развивающемуся современному Байкальскому рифту. Он расположен в глубине Евразийского континента и не имеет видимой связи с другими тектонически активными поясами. Байкальский рифт — глубокая, узкая, линейно вытянутая впадина, весьма сходная с теми, которые развивались на территории древней Лавразии. История формирования рельефа и неотектонических структур Байкальской области, изученная очень подробно, однозначно свидетельствует о том, что



а



б

Р и с. 3. Рифтовые впадины перед началом раскрытия Северной Атлантики

а — мелководные морские бассейны, существовавшие на месте глубоких рифтообразных впадин в начале мезозоя в пределах континентов, окружающих северную часть Атлантического океана (основные впадины: 1 — Западно-Гренландская; 2 — Во-ринг; 3 — Северного моря; 4 — Западной Британии; 5 — Роколл; 6 — Хаттон-Рокколл; 7 — Лабрадорская; 8 — моря Селтик; 9 — Поркьюпайн; 10 — Большой банки); б — поперечный разрез по линии I—I' рифта Северного моря

образовались они в условиях растяжения. С другой стороны, структуры, расположенные на северо-восточном продолжении Байкальского рифта, в пределах Станового хребта, указывают, скорее, на обстановку сжатия, а не растяжения. Детальный анализ сейсмичности и неотектоники показывает, что такое изменение геодинамической обстановки связано с существованием в этом регионе ряда литосферных плит, сложным образом взаимодействующих друг с другом [Зоненшайн и др., 1978]. В свою очередь, раздробление единой Евразийской литосферной плиты на ряд более мелких плит связывается с тем, что на нее с юга оказывает давление п-ов Индостан, который движется на север как часть крупной Индийской литосферной плиты [Molnar, Tapponier, 1975]. Столкновение Индостана с Евразией, произошедшее в олигоцене, и последующие взаимодействия двух крупных литосферных плит привели к тому, что в них возникли напряжения, вызывающие образования различных структур, в том числе глубоких рифтов и сопряженных поднятий. Таким образом, согласно данной модели причина образования внутриконтинентальных рифтов типа Байкальского в конечном итоге заключается во взаимодействии крупных литосферных плит, в теле которых возникают растягивающие напряжения.

Если теперь обратиться к линейным осадочным впадинам северо-западной Европы, то нетрудно убедиться в том, что последовательность событий, приведших к их возникновению, была весьма сходной. Только происходили эти события значительно раньше и роль Индостана в этом случае играла Африка. Африканская плита начала отделяться от Северо-Американской в ранней юре. На основе идентификации линейных океанических магнитных аномалий это событие произошло около 180 млн. лет назад. Одновременно с этим начал "захлопываться" океан Тетис, отделявший ранее Африку от Европы [Городницкий и др., 1978]. Африка и другие, более мелкие, литосферные плиты начали оказывать давление на Европу с юга и юго-запада, в результате в ее пределах в ранней юре начали образовываться глубокие рифты, которые раздробили палеозойский фундамент и привели к существенной перестройке структурного плана материка Лавразии.

КАЙНОЗОЙСКАЯ ИСТОРИЯ РЕГИОНА

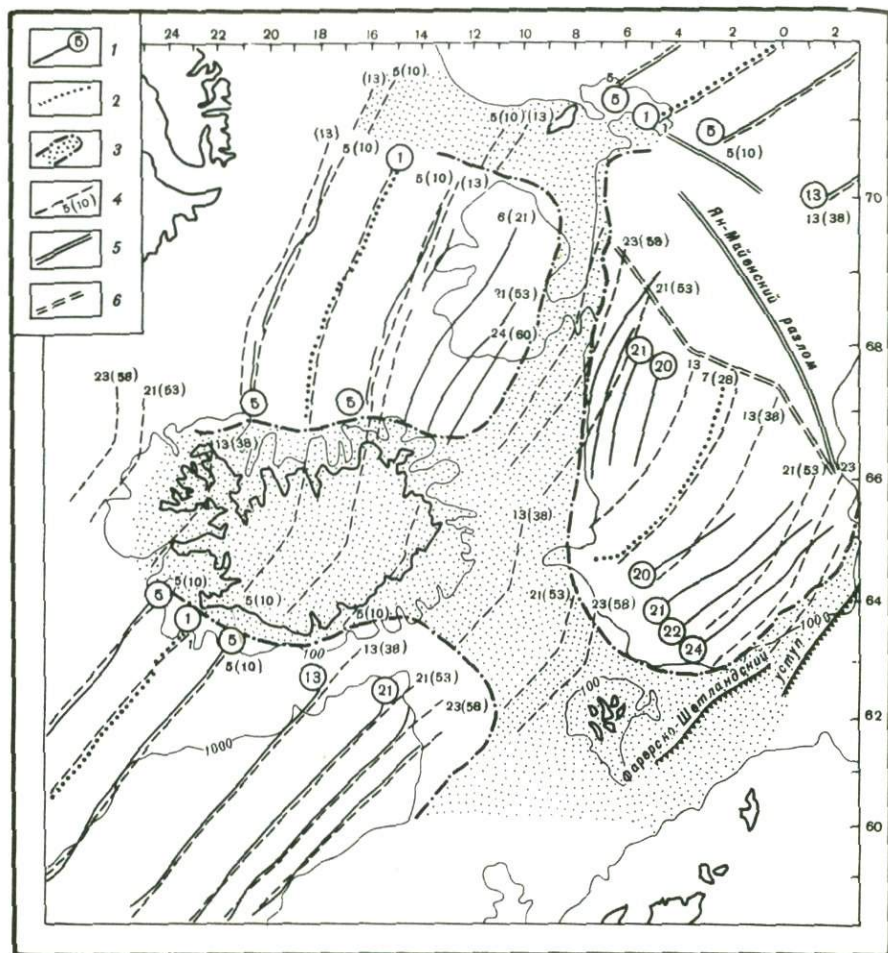
Главная фаза рифтогенеза, приведшего к образованию глубоких впадин в северо-западной Европе, приходится на ранний и средний мезозой. Тектоническая активность в их пределах прекратилась к позднему мелу, но заметные дифференцированные подвижки в отдельных звеньях этой системы продолжались и в более позднее время. Об этом свидетельствуют данные о третичных горсто- и грабенообразных структурах и вулканизме на восточном побережье Гренландии [Haller, 1972] и на Британских островах в пределах внутренних и внешних Гебридских трогов [McQuillin, Binns, 1973; Hallam, 1972], отчетливо дизъюнктивный характер сочленения дна и бортов северного и южного сегментов Фарерско-Шетландского желоба, наличие крупных разломов в осадочной толще вдоль его бортов [Корсаков, 1974], горизонтально залегающие четвертичные осадки во впадине плато Воринг. Весьма показательным, что в пределах этой впадины наблюдается в настоящее время повышенная сейсмичность [Husebye et al., 1975], однозначно свидетельствующая о продолжающемся процессе ее развития.

В раннем кайнозое началось отделение Гренландии от Северной Америки и Европы; Гренландия обособилась в самостоятельную литосферную плиту. Весьма существенно, что линия раскрытия океана далеко не всегда наследовала простираения рифтов, заложившихся в мезозое. Так, в Лабрадорском море отделение Гренландии произошло вдоль линии, которая, по всей вероятности, располагалась в пределах ранее сформированного мезозойского рифта. Однако к западу от Гренландии единый континент раскололся не вдоль грабенов Рокколл, Фарерско-Шетландского и Воринг, в пределах которых земная кора была утоньшена и которые, следовательно, являлись ослабленными зонами, а значительно западнее. В результате от Гренландии была отторгнута целая серия небольших по размерам континентальных блоков — микроконтинентов, располагающихся ныне вдоль побережья Европы и отделенных от нее мезокайнозойскими осадочными впадинами.

Почему же линия раскрытия океана не прошла там, где, казалось бы, легче всего было расколоться континентальной литосфере, — вдоль уже сформированных рифтов? В настоящее время на этот вопрос трудно ответить однозначно. Может быть, поле напряжений, обусловленных взаимодействием крупных литосферных плит, в начале кайнозоя уже существенно отличалось от того, которое доминировало ранее. Нужны дополнительные исследования, чтобы понять, какими закономерностями определяется положение линии первоначального раскрытия океанов.

В результате окончательного раскола Лавразии в Северной Атлантике возникли две крупные плиты: Гренландская (позднее, после затухания спрединга в Лабрадорском море — Северо-Американская) и Евразийская. Кроме них, в области, лежащей между Исландией на юге и Ян-Майенским трансформным разломом на севере, на протяжении большей части кайнозоя существовала небольшая Ян-Майенская плита, как бы зажата двумя крупными плитами. Основанием для выделения ее является наличие древних магнитных аномалий на склонах хребта Кольбейнсей, о чем сказано выше, а также данные о сложном характере спрединга в Исландском регионе. Эти данные получены путем сопоставления теоретически рассчитанных изохрон океанической коры с наблюдаемыми идентифицированными магнитными аномалиями. Мы воспользовались изохронами, рассчитанными исходя из полюсов вращения Гренландии относительно Европы [Tallwani, Eldholm, 1977]. Полюса вращения были рассчитаны по азимутам простираения основных трансформных разломов Северной Атлантики к северу от Фарерско-Гренландского порога.

Сравнение показывает (рис. 4), что изохроны практически совпадают с осями идентифицированных аномалий на хребтах Рейкьянес и Мона. Отклонение наблюдается лишь близ южного склона Фарерско-Гренландского порога, где линейные аномалии разворачиваются к северу. Наиболее контрастные различия наблюдаются в Норвежской котловине. Изохроны, соответствующие 53 и 58 млн. лет и моменту начала спрединга, располагаются в пределах южного окончания хребта Ян-Майен, т.е. там должны были бы наблюдаться нормальные океанические глубины, если бы Норвежская котловина образовалась в результате обычного спрединга. В юго-восточной части котловины эти же изохроны пересекают контуры Фарерско-Гренландского порога, а не огибают Фарерские о-ва с севера, как это происходит с наблюдаемыми линейными магнитными аномалиями. Из конфигурации теоретических изохрон видно, что в случае нормального спрединга в южной части Норвежской котловины вдоль Фарерско-Грен-

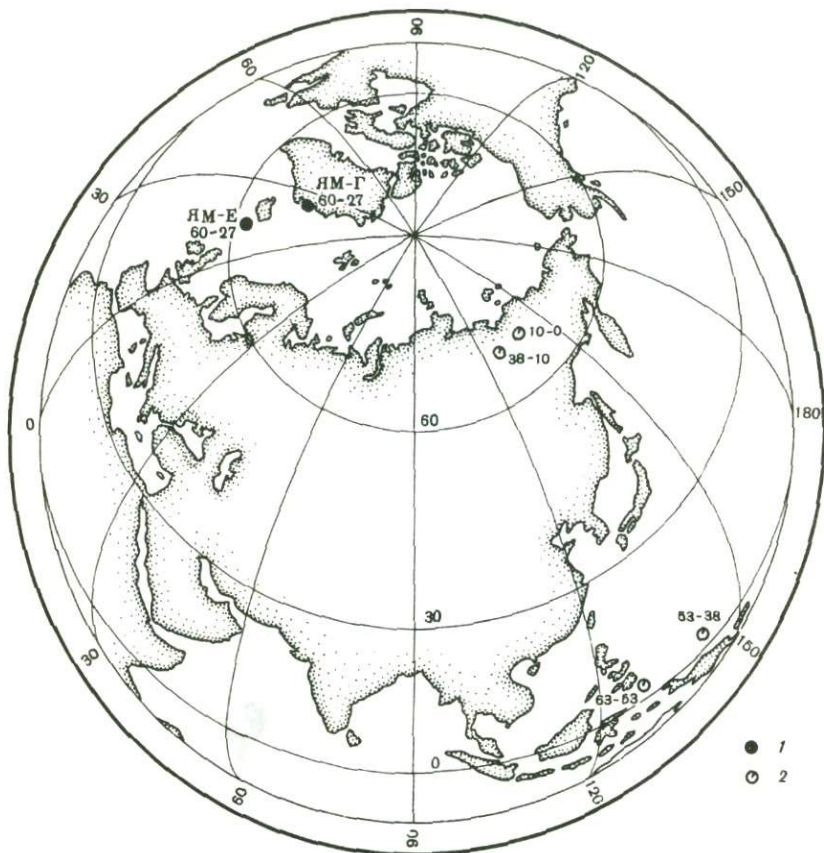


Р и с. 4. Сопоставление теоретически рассчитанных изохрон с идентифицированными линейными магнитными аномалиями

1 — оси линейных магнитных аномалий с соответствующими номерами; 2 — осевые аномалии; 3 — зоны нерегулярного магнитного поля; 4 — теоретически рассчитанные изохроны океанической коры, в скобках указан возраст, млн. лет; 5 — трансформный разлом; 6 — теоретическая линия движения плит

ландского порога должен был бы протягиваться трансформный разлом. Очевидно также, что общая ширина зоны линейных аномалий, или, иными словами, ширина бассейнов с океанической корой, должна быть практически одинаковой вдоль северного и южного склонов порога, хотя на самом деле, как было указано выше, вдоль северного борта она на 150 км меньше. Не столь существенные, как в Норвежской котловине, но все же заметные отличия между теоретическими изохронами и линейными аномалиями наблюдаются на хребте Кольбейнсей.

В случае простой геометрии спрединга линии относительного движения сопряженных точек на разных литосферных плитах должны совпадать с



Р и с. 5. Положение полюсов вращения плит Северной Атлантики

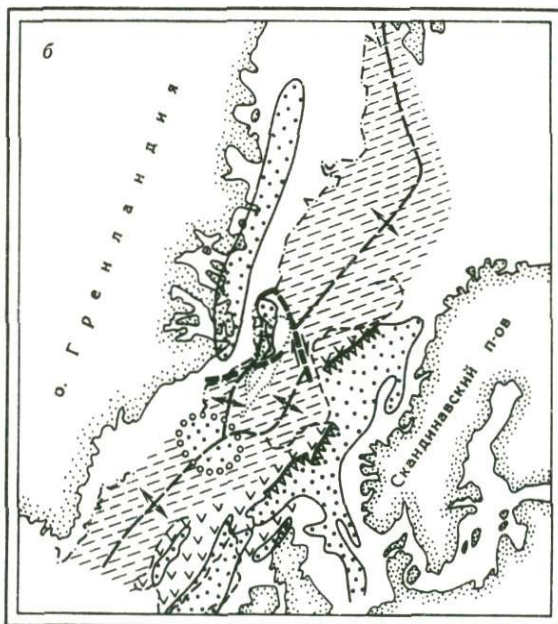
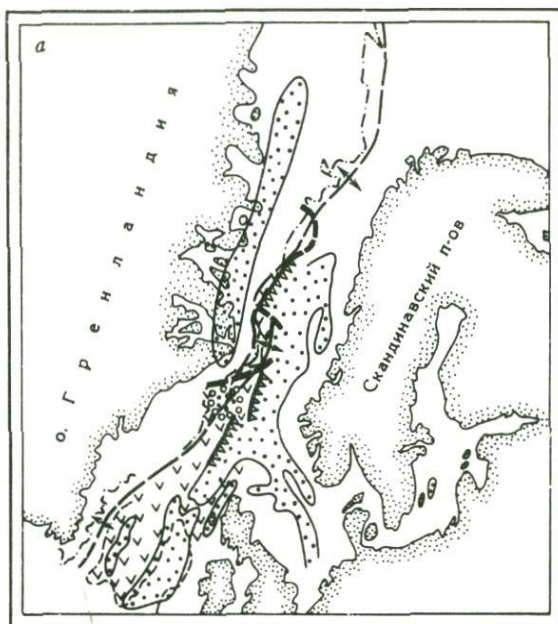
1 — полюса вращения Ян-Майенской плиты относительно Гренландии (ЯМ-Г) и относительно Евразии (ЯМ-Е); 2 — полюса вращения Евразии относительно Гренландии и Северной Америки

Цифры около кружков — интервалы времени, млн. лет

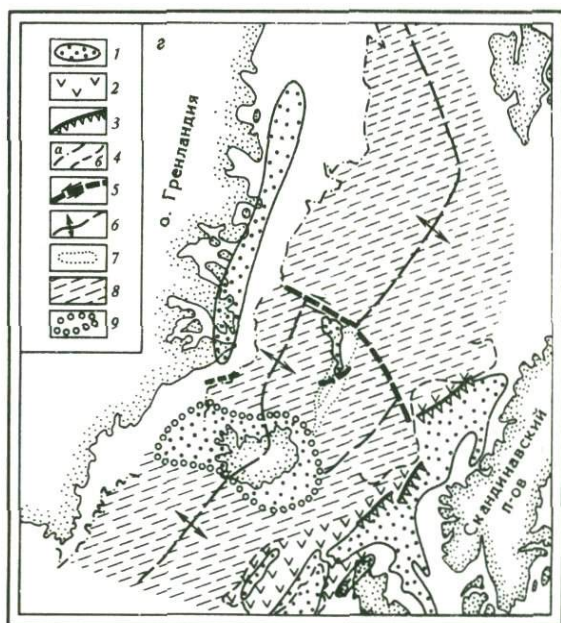
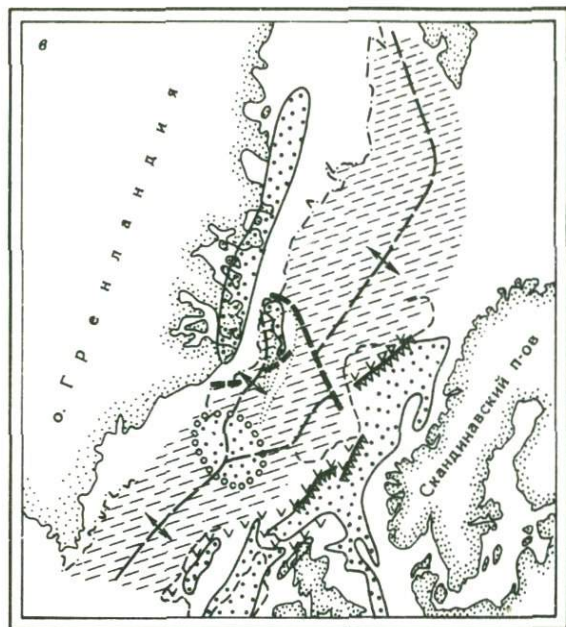
простираем трансформных разломов. Как можно видеть из рис. 4, кривизна трансформного разлома Ян-Майен значительно больше, чем изгибы теоретически рассчитанной линии движения. Следовательно, сегмент этого разлома в Норвежской котловине не соответствует движению Гренландии относительно Европы.

Таким образом, фактические данные и анализ геометрии спрединга указывают на то, что хребет Ян-Майен двигался как часть самостоятельной литосферной плиты начиная уже с момента раскрытия Северной Атлантики. На основе имеющихся геолого-геофизических данных нами были найдены параметры движения трех литосферных плит: Евразийской, Гренландской (а после — затухания спрединга в Лабрадорском море — Северо-Американской) и Ян-Майенской. Положения вычисленных полюсов вращения показаны на рис. 5 [Миряин и др., 1980].

Наличие исчезнувшего ныне тройного сочленения осей спрединга к югу от Гренландии позволяет довольно точно и достоверно вычислить полюс



Р и с. 6. Реконструкции положения литосферных плит в кайнозое
 а — 60 млн. лет; б — 38 млн. лет; в — 27 млн. лет тому назад; г — настоящее время. 1 — мезозойские осадочные впадины; 2 — микроконтиненты и поднятия дна; 3 — уступы; 4 — контуры материковых подножий: а — Гренландии, б — Сканди-



нави; 5 — основные трансформные разломы; 6 — оси спрединга; 7 — контуры осадочной пинзы; 8 — бассейны океанической коры; 9 — вулканический массив в районе тройного сочленения

вращения и совместить южную часть Гренландии с возвышенностью Хаттон-Рокколл. Сейчас это тройное сочленение проявляется в резком изгибе магнитных аномалий 24—20, имеющих возраст 60—49 млн. лет. Критерием правильности совмещения является то, что изгибы контуров материкового склона южной Гренландии очень хорошо вписываются в характерные изломы контуров возвышенности Хаттон-Рокколл (рис. 6, а). Неплохо совмещаются также в этой реконструкции контуры материкового склона Гренландии и Европы к северу от Ян-Майенского разлома. Наличие к югу от Гренландии крупного трансформного разлома Чарли-Гиббс делает возможным определение полюса вращения Гренландии относительно Европы в более поздние моменты времени, после затухания спрединга в Лабрадорском море (около 38 млн. лет назад), так как центральный сегмент этого разлома отвечает следу взаимного перемещения Северо-Американской и Евразийской плит.

Параметры движения Ян-Майенской плиты определяются также по азимутам простираения трансформных разломов. Один из них располагается к югу от хребта Ян-Майен. Он имеет значительную кривизну и представляет собой как бы дугу окружности с близко расположенным центром. Большая кривизна разлома означает, что полюс вращения находился где-то неподалеку; согласно расчетам он располагался вблизи северного окончания хребта. Этот полюс определяет движение хребта Ян-Майен относительно Гренландии в первый этап раскрытия, когда одновременно шло расширение дна в Норвежской котловине. Полюс вращения Ян-Майенской плиты относительно Евразии определяется по восточному сегменту Ян-Майенского трансформного разлома. Его большая крутизна и веерообразный характер аномалий в Норвежской котловине указывают на весьма близкое положение полюса, который расположен близ юго-восточного побережья Исландии (см. рис. 5). Определив по азимутам простираения указанных трансформных разломов центры вращения плит, а по соотношениям между магнитными аномалиями — углы поворота за соответствующий период времени, мы выполнили серию последовательных реконструкций взаимного положения трех плит. Рассмотрим основные этапы их движения после раскрытия.

Начнем с анализа взаимного положения плит около 60 млн. лет назад, т.е. в момент образования магнитной аномалии 24. Поскольку это происходило, когда уже была сформирована океаническая кора, можно считать, что первоначальное разделение континентов началось несколько ранее, видимо, около 63 млн. лет назад. Обратим внимание прежде всего на то, что контуры западного склона хребта Ян-Майен в реконструкции (см. рис. 6, а), вплоть до мелких деталей, повторяют изгибы материкового склона Гренландии. Его восточная часть хорошо “вписывается” в изгиб, образованный контуром мезокайнозойской впадины, западной границей которой являются Фарерско-Шетландский уступ и уступ плато Воринг. Кроме того, в этой реконструкции трансформный разлом к югу от о-ва Ян-Майен оказывается продолжением уступа материкового склона Гренландии, который также можно трактовать как продолжение трансформного разлома. Все перечисленные совпадения — критерии того, что реконструкция плит в этом регионе выполнена правильно.

На первых этапах движения литосферных плит, от 60 до 27 млн. лет, скорость спрединга в пределах будущего хребта Кольбейнсей была невелика и вместо более или менее обширного океанического пространства здесь существовали условия, свойственные узкому грабенообразному

бассейну, близкие к условиям современного Красного моря, а также описанных выше мезозойских впадин вдоль побережья северо-западной Европы.

Процессы рифтообразования, следовательно, развивались в кайнозой отчасти в том же плане, что и в мезозое, о чем мы уже упоминали. Видимо, тот факт, что три оси спрединга образовывали в плане тройное сочленение, аналогичное трехлучевым сочленениям рифтов, также является свидетельством того, что особенности развития региона в кайнозой унаследовали черты предыдущего этапа. На протяжении этого же отрезка времени в Норвежской котловине продолжался спрединг с формированием довольно широкой котловины с океанической корой, а хребет Ян-Майен оставался приближенным почти вплотную к Гренландии. Его северное окончание оставалось почти неподвижным и рифтовая впадина расширялась преимущественно за счет разворота южной половины, поэтому скорость спрединга на хребте Кольбейнсей возрастала с севера на юг. Заметим также, что мощная осадочная линза, лежащая в настоящее время в центре океана, в первоначальных реконструкциях занимает почти приматериковое положение. В таком случае генезис ее становится понятным: она образовалась у подножия материка за счет сноса с него осадочного материала. Происходило это в период очень медленного движения хребта Ян-Майен, причем, поскольку его северная часть оставалась приращенной к Гренландии, к северу эта осадочная линза заметно расширяется (рис. 6, а—в).

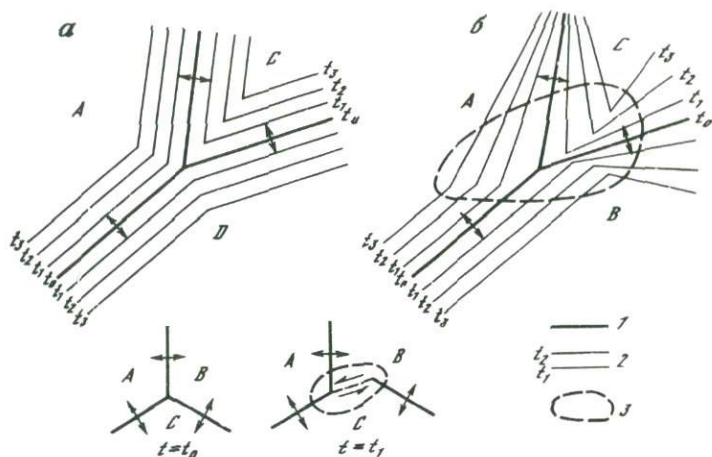
Кинематика плит изменилась после прекращения спрединга в Норвежской котловине. Это произошло около 27 млн. лет назад, хотя, возможно, что процесс его постепенного затухания продолжался еще довольно длительное время. С этого момента хребет Ян-Майен являлся уже частью Северо-Американской плиты и начал вращаться вокруг далеко лежащего полюса, а следовательно, почти прямолинейно удалялся от Гренландии до тех пор, пока не занял своего нынешнего положения в центре океана (рис. 6, г). В последний этап развития, вплоть до настоящего времени, в Северной Атлантике существуют уже только две плиты: Северо-Американская, которая включает Гренландию, и Евразийская.

ВОЗМОЖНАЯ ПРИРОДА ФАРЕРСКО-ГРЕНЛАНДСКОГО ПОРОГА

Широко распространена точка зрения, что грандиозный вулканический массив Исландии представляет собой результат существования в мантии "горячей точки", т.е. области, где термодинамические условия способствуют частичному плавлению вещества. Считается, что такие области образуют неподвижную, жесткую сеть, откуда следует, что, помимо глобальной ячеистой конвекции, в мантии существуют восходящие потоки — мантийные "плюмажи". Картина глобального перемещения вещества в мантии окажется весьма сложной, что создает серьезные трудности в разработке основ теории тектоники литосферных плит.

В то же время имеются теоретические предпосылки, из которых следует, что возникновение крупных вулканических массивов на гребнях срединно-океанических хребтов обусловлено не подтоком глубинного вещества, как это следует из гипотезы горячих точек, а, напротив, поверхностными условиями — особенностями кинематики литосферных плит. Это позволяет отказаться от представлений о мантийных плюмажах.

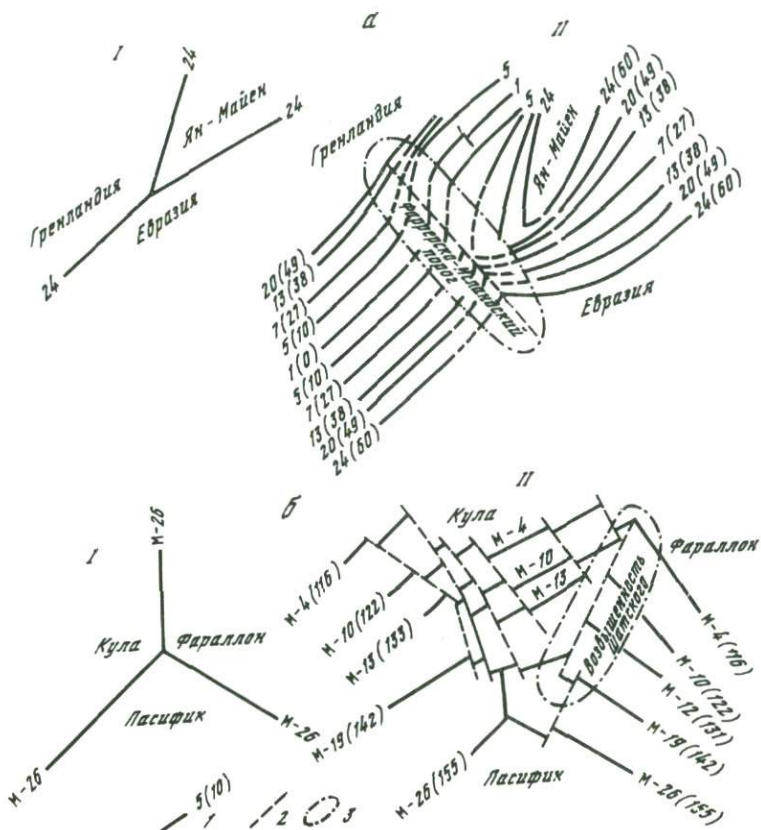
Как было показано выше, под срединными хребтами в мантии существует гравитационная неустойчивость, и в связи с этим изливаю на поверхность базальтовых лав — основного легкоплавкого компонента астено-



Р и с. 7. Кинематика литосферных плит в окрестностях тройного сочленения, когда все три плиты A, B, C вращаются вокруг далеко расположенных полюсов (a), когда плита C вращается вокруг близко расположенного полюса (b) и перестройка тройного сочленения плит с образованием удлиняющегося трансформного разлома (c)

1 — оси спрединга; 2 — изохроны в моменты времени t_1, t_2 и т.д.; 3 — контуры вулканического массива

сферы — препятствует непроницаемость литосферы. Однако, когда в последней образуются тектонические трещины, проникающие ниже ее подошвы, гидростатическое равновесие нарушается и относительно легкая базальтовая магма начинает поступать на поверхность Земли. Объем поступающих магм зависит главным образом от размеров зон проницаемости в литосфере. Глобальная линейная зона тектонических трещин, протягивающаяся вдоль гребней срединно-океанических хребтов и имеющая ширину всего 2–4 км, сменяется значительно более широкими зонами зияния и тектонического дробления в окрестностях точек тройных сочленений плит литосферы. Вокруг этих точек при определенных условиях (например, когда одна из плит, составляющих тройное сочленение, вращается вокруг полюсов, расположенных близко к точке сочленения) образуется дополнительное свободное пространство, заполняющееся дериватами мантийного вещества. На рис. 7, a показана схема кинематики плит в окрестностях тройного сочленения при различных положениях полюсов вращения. Породы основного состава, попадая в верхнюю часть литосферы через широкую проницаемую зону, быстро охлаждаются, и в результате в окрестностях этой зоны образуется относительно холодная толща базальтов повышенной мощности. Изотермическая поверхность, соответствующая базальтовому солидусу, понижается, и частичное плавление начинается на больших глубинах, чем на обычных конструктивных границах, что сказывается на петрохимии горных пород. Существенно, что при изменении кинематических условий, например при отмирании одной из осей разрастания, входящих в тройное сочленение, широкая зона проницаемости в литосфере сразу не сузится, поскольку поднимающееся в избытке с больших глубин горячее вещество мантии разогревает снизу мощные толщи базальтов. Поэтому в образовавшейся аномальной



Р и с. 8. Схема образования Фарерско-Гренландского порога (а) и возвышенности Шатского (б) в районах неустойчивых тройных сочленений

1 — положение границ плит в начальный момент времени; II — положение оси магнитных аномалий в настоящее время. 1 — оси магнитных аномалий с номерами, в скобках — возраст, млн. лет; 2 — трансформные разломы; 3 — контуры поднятий

части конструктивной границы в течение длительного времени сохраняет канал, значительно более широкий, чем на нормальной конструктивной границе, через который на поверхность поступают базальтовые лавы.

Очертания и размеры зоны зияния и интенсивного образования трещин в литосфере будут определяться характером эволюции тройного сочленения. Часто конфигурация границ плит в окрестностях сочленений меняется настолько, что происходит перестройка одного типа тройного сочленения в другой. Например, сочленение трех осей спрединга может превратиться в сочленение двух осей спрединга и одного трансформного разлома, причем длина последнего будет увеличиваться со временем (рис. 7, б). Тогда вдоль разлома вместо обычной для него депрессии или уступа в результате интенсивного базальтового магматизма образуется линейная вулканическая структура.

Обращаясь теперь к эволюции Исландского региона, следует обратить внимание на два момента, которые являются ключевыми для понимания

природы Исландии. Во-первых, видно, что Фарерско-Гренландский порог располагается там, где происходила эволюция тройного сочленения плит литосферы. Во-вторых, малая Ян-Майенская плита, входящая в это сочленение, поворачивалась вокруг полюсов, расположенных близко от точки, где соединялись границы плит. Это определило специфические геодинамические условия в окрестностях тройного сочленения плит, которые способствовали выведению на поверхность огромных масс вулканического материала. В свою очередь это привело к заметному увеличению мощности земной коры под Фарерско-Гренландским порогом за счет "раздува" вулканического слоя. Таким образом, причину интенсивного вулканизма в Исландском регионе следует связывать прежде всего с эволюцией неустойчивого тройного сочленения литосферных плит.

Отметим, что Фарерско-Гренландский порог не является уникальной структурой дна Мирового океана, образование которой связано с неустойчивостью тройного сочленения плит. Аналогичную природу, на наш взгляд, имеет возвышенность Шатского в Тихом океане, расположенная, так же как и Фарерско-Гренландский порог, в окрестностях тройного сочленения. Сравнительная схема образования этих структур показана на рис. 8.

В поздней юре конструктивные границы трех плит — Кула, Фараллон и Пасифик — образовывали в северо-западной части Тихого океана тройное сочленение. При этом, судя по веерообразному расположению магнитных аномалий, плита Пасифик вращалась вокруг полюсов, находящихся поблизости от места, где соединялись границы трех плит. Затем это сочленение начало перестраиваться с образованием удлиняющегося трансформного разлома. Об удлинении разлома можно судить по тому, что вдоль его простирания расстояние между более древними аномалиями М 19 существенно меньше, чем между аномалиями М 13 и М 4, имеющими меньший возраст. Как и в предыдущем случае, на месте разлома было образовано крупное поднятие дна с утолщенной земной корой — возвышенность Шатского.

Анализ кинематики плит показывает, что многие другие вулканические поднятия на гребнях срединно-океанических хребтов также приурочены к районам, характеризующимся специфической кинематикой литосферных плит. Так, в окрестностях существующих ныне или существовавших в геологическом прошлом тройных сочленений расположены поднятия гребня вблизи о-вов Азорские и Буве в Атлантическом океане, аналогичные поднятия близ тройного сочленения срединных хребтов в западной части Индийского океана и о-вов Сен-Поль и Амстердам в его юго-восточной части, а также в районе о-вов Баллени, Галапагос и Пасхи в Тихом океане. Это позволяет предполагать, что предлагаемый механизм образования Фарерско-Гренландского порога является универсальным и может быть распространен на другие вулканические поднятия на гребнях срединно-океанических хребтов.

ЛИТЕРАТУРА

- Городницкий А.М., Зоненшайн Л.П., Мирлин Е.Г. Реконструкции положения материков в фанерозое. М.: Наука, 1978. 122 с.
- Зоненшайн Л.П., Савостин Л.А., Мишарина Л.А., Солоненко Н.В. Тектоника плит Байкальской горной области и Станового хребта. — ДАН СССР, 1978, **240**, № 3.
- Исландия и срединно-океанический хребет. Строение дна/ Под ред. В.В. Белоусова, Г.Б. Удинцева. М.: Наука, 1977. 204 с.
- Корсаков О.Д. О тектонике Фарерско-Шетландского желоба. — ДАН СССР, 1974, **214**, № 3, с. 647—650.

- Мирлин Е.Г. Движения и деформации литосферных плит в Исландском регионе Северной Атлантики и природа Фарерско-Гренландского порога. — Геотектоника, 1978, № 6, с. 78—92.
- Мирлин Е.Г., Костоглодов В.В., Сузюмов А.Е. Кайнозойская тектоника плит Исландского региона Северной Атлантики. — Океанология, 1980, 20, вып. 2, с. 257—265.
- Bailey R.J., Grzywacz J.M., Buckley J.S. Seismic reflection profiles of the continental margin bordering Rockoll through. — J. Geol. Soc., 1974, 130, p. 55—69.
- Gronlie G., Talwani M. Geophysical Atlas of the Norwegian-Greenland Sea. VEMA Research Series N. Palisades (N.Y.): Lamont-Doherty Geological Observatory, 1978.
- Hallam A. Relation of paleogene ridge and basin structures and vulcanicity in the Hebrides and Irish sea regions of the British Isles to the opening of the North Atlantic. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1972, 16, p. 171—177.
- Haller J. Tectonic map of East Greenland (1:500000) an account of tectonism, plutonism and volcanism in East Greenland. — Medd. Grønland, 1972, 171, N 5.
- Husebye E.S., Gjoystdal H., Bungum H., Eldholm O. The seismicity of the Norwegian and Greenland seas and adjacent continental shelf areas. — Tectophysics, 1975, 26, p. 55—70.
- McQuillin R., Binns P.E. Geological structure in the sea of the Hebrides. — Nature. Phys. Sci., 1973, 241, p. 2—4.
- Molnar P., Tapponier P. Cenozoic tectonics of Asia: effects of a continental collision. — Science, 1975, 189, p. 419—426.
- Naylor D., Mounteney S.N. Geology of the North-West European continental shelf. L.: Graham Troman Dudley Publ., 1976, 1, p. 183.
- Talwani M., Eldholm O. Evolution of the Norwegian—Greenland Sea. — Geol. Soc. Amer. Bull., 1977, 88, p. 969—999.
- Talwani M., Udintsev G. Initial reports of the deep-sea drilling project. Washington, 1976, 38, 1256 p.
- Vogt P.R., Avery O.E., Scheider E.D. et al. Discontinuities in sea-floor spreading. — Tectonophysics, 1969, 8, N 4—6, p. 285—317.
- Ziegler P.A. Geologic evolution of North Sea an its tectonic framework. — Amer. Assoc. Petrol. Geol. Bull., 1975, 59, N 7, p. 1073—1097.

УДК 550.838:551.241

А.Е. Сузюмов

О ГЕОДИНАМИКЕ ТИХОГО ОКЕАНА

Тихий океан, самый крупный из океанов Земли, характеризуется к тому же и наиболее сложной структурой дна. Хорошо известна асимметрия в его строении, проявляющаяся в наличии активного срединно-океанического хребта в южной и восточной частях и комплекса более древних структур — в западной. Особенностью тихоокеанской области является то, что гигантская впадина океана почти со всех сторон окружена глубоководными желобами, поясами высокой сейсмичности и андезитового вулканизма. В краткой статье невозможно рассмотреть все вопросы, связанные с происхождением структурных форм, развитых в пределах Тихоокеанской впадины. Это тем более трудно сделать, опираясь преимущественно на данные об аномальном магнитном поле океана. Однако аномалии магнитного поля в ряду других геолого-геофизических данных позволяют наиболее полно и определенно ответить на вопрос о пространственно-временной эволюции океанского дна в процессе его спрединга, и именно эту сторону геологической эволюции ложа Тихого океана мы постараемся осветить. Положение магнитных аномалий на акватории океана играет при этом первостепенную роль. Поэтому вначале кратко рассмотрим распре-

деление аномалий в Тихом океане, а в дальнейшем остановимся на проблемах его геодинамики на разных этапах развития.

Этот обзор, естественно, не будет претендовать на полноту охвата геологической истории Тихого океана; здесь будет сделана лишь попытка наметить общие черты его эволюции, определяющие, в конечном итоге, региональные особенности геологии дна.

АНОМАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЛОЖА ТИХОГО ОКЕАНА

Изученность Тихого океана магнитометрическим методом довольно неравномерна. Наиболее ранние исследования обобщены в специальных главах многотомного исследования "Тихий океан" [Геофизика дна..., 1974], более поздние — в многотомнике "Океанология" [Геофизика океана. Т. 1..., 1979]. Уже ранние площадные геомагнитные съемки, выполненные в Тихом океане в середине 50-х — начале 60-х годов, привели к пониманию того, что магнитное поле океанических областей обладает специфической линейной (или полосовой) структурой. Исключения представляют так называемые зоны спокойного магнитного поля, а также области со сложным глубинным строением, разделяющие Тихоокеанскую впадину на ряд обособленных котловин (к таким областям относятся валы, вулканические хребты и т.д.). Материалы магнитных съемок в Тихом океане явились одной из основ, на которой возникла концепция спрединга дна. Представленная на рис. 1 (вкл.) схема осей магнитных аномалий дает общее представление о характере магнитного поля на акватории Тихого океана и о его возрасте.

Распределение магнитных аномалий в Тихом океане подчиняется следующим закономерностям. В южной и восточной части, вплоть до устья Калифорнийского залива, развита система осесимметричных линейных аномалий, пространственно и генетически ассоциированных с Южно-Тихоокеанским (ЮТП) и Восточно-Тихоокеанским (ВТП) поднятиями. В пределах этой обширной области развиты аномалии, возраст которых в соответствии с ламонтской магнитохронологической шкалой изменяется от современного (в осевой части хребтов) до позднемелового.

Стройность этой картины нарушается в юго-восточной части океана, где к ВТП подходит Чилийский хребет — более молодая ось спрединга, с которой ассоциированы аномалии 0—6, а также в экваториальной зоне, где к востоку от ВТП развивается Галапагосская рифтовая система, современная ось которой активна на протяжении 10 млн. лет (аномалии 0—5).

Очень сложная картина наблюдается в северо-восточной части Тихого океана у побережья Северо-Американского материка. По магнитным аномалиям там выделяются многочисленные блоки коры, в разной мере пододвинутые под континент и в связи с этим по-разному деформированные [Atwater, 1970]. В отличие от более южных частей океана на участке ложа от устья Калифорнийского залива и до 40° с.ш., т.е. до того места, где разлом Сан-Андреас выходит к побережью Тихого океана, современная ось спрединга отсутствует. На ложе развиты аномалии начиная с 8 (29 млн. лет) и более древние. Севернее вновь появляются молодые аномалии. С удалением от побережья структура поля становится более однородной, аномалии — более протяженными.

В Аляскинском заливе происходит разворот части аномалий в широтном направлении. Магнитные аномалии 25—32В прослеживаются вплоть до Императорского разлома, на севере частично срезаясь Алеутским

глубоководным желобом. Смещающая их система трансформных разломов проходит в меридиональном направлении.

В целом можно отметить, что вся восточная и южная части Тихого океана характеризуются более или менее однородным линейным магнитным полем. Для осевой зоны ЮТП и ВТП характерно наличие интенсивной положительной аномалии (амплитудой до 1000 нТл), трансформирующей ее с приближением к магнитному экватору в асимметричную сопряженную положительную и отрицательную аномалии. Поперечные размеры положительной аномалии в южной части океана 40–70 км. Остальные аномалии меньше по амплитуде (200–700 нТл) и более узкие. Центральная аномалия прослеживается практически на всех профилях геомагнитной съемки вплоть до 20° с.ш. — широты Калифорнийского залива. Для ЮТП и ВТП характерна высокая степень симметрии магнитного поля относительно оси подводного поднятия. Высокая “разрешающая способность” магнитного поля позволяет к тому же уверенно отождествлять любые, даже короткие (порядка 50 тыс. лет), интервалы обращения геомагнитного поля [Лейбов, Мирлин, 1979].

Более сложная картина распределения магнитных аномалий наблюдается в северо-западной части Тихого океана. Здесь также развиты линейные аномалии, но их возраст значительно более древний: раннеюрский—раннемеловой. Наиболее молодые из них, начиная с М 1 (111 млн. лет), согласно [Hilde et al., 1976], располагаются в настоящее время у Курило-Камчатского глубоководного желоба, вдоль Гавайского хребта, и в пределах изолированного участка дна Центральной котловины. Наиболее древние аномалии — М 29 (162 млн. лет) — образуют крутую излучину южнее возвышенности Шатского. Таким образом, именно здесь, к югу от возвышенности Шатского, располагается сейчас древнее “темя” Тихого океана [Hilde et al., 1976]. Развитые на северо-западе Тихого океана мезозойские аномалии практически везде не обладают осесимметричностью, они односторонние. Исключение составляет небольшой участок дна в Центральной котловине, где в позднем мезозое на коротком временном интервале (127–121 млн. лет) развивался двухсторонний спрединг. Изолированная система мезозойских аномалий (с М 1 до М 13) обнаружена также в Беринговом море [Cooper et al., 1976].

Система позднемеловых—кайнозойских аномалий восточной части Тихого океана отделена от мезозойских аномалий западной части обширной областью спокойного магнитного поля. Зона спокойного поля позднемелового возраста примыкает также к Камчатке, а раннеюрского возраста — располагается между аномалией М29 и Центрально-Тихоокеанскими горами к югу от возвышенности Шатского.

Южнее Центрально-Тихоокеанских гор, в Восточно-Каролинской котловине, обнаружены значительно более молодые аномалии, относящиеся к среднему и позднему палеогену (7–15). Оси симметрии в них не наблюдается.

Изолированная осесимметричная система магнитных аномалий 24–32 выделена в Тасмановом море [Weissel, Hayes, 1977], более молодая (7–13) односторонняя система — в Южно-Фиджийской котловине [Weissel, Watts, 1975], близкая к ней по возрасту система (17–22) — в Филиппинском море [Louden, 1976]. Не исключено, что дальнейшие исследования выявят дополнительные системы линейных аномалий магнитного поля.

В целом структура магнитного поля на западе Тихого океана более сложна, чем на его восточной половине, а взаимоотношения различных

систем мезозойских аномалий не всегда ясны. Это накладывает некоторые ограничения на достоверность палеотектонических реконструкций, основанных на анализе этих аномалий.

В заключение необходимо отметить, что при детальном анализе выявляется более сложная картина взаимоотношений участков коры различного возраста, что указывает на сложную и неоднородную историю развития впадины Тихого океана, на происходившие в прошлом как крупные, так и мелкие перестройки его структурного плана, вызванные перестройками систем спрединга.

О МЕТОДИКЕ ПАЛЕОРЕКОНСТРУКЦИИ

Рассмотрим движения, охватившие впадину Тихого океана в мезозое и кайнозое. Критерием правильности реконструкции необходимо считать, с одной стороны, внутреннюю сходимую получаемой картины размещения материковых блоков (отсутствие необоснованных перекрытий или зияний между блоками и т.д.), а с другой — соответствие палеомагнитным и геологическим данным. Элементы вращения плит, необходимые для реконструкции, получаются путем специальных расчетов преимущественно из простирания трансформных разломов и пространственного положения магнитных аномалий, а также совпадения контуров реконструируемых материков. Эта методика уже более десятилетия широко используется при плит-тектонических реконструкциях, и останавливаться здесь на ней не имеет смысла [Ле Пишон и др., 1977; Новая глобальная..., 1974].

Однако такая методика позволяет определить лишь относительные взаимные перемещения плит. Например, с помощью подобных вычислений нельзя определить, смещалась ли ось спрединга в процессе раздвижения дна или же оставалась на месте. Реконструируя взаимное положение Австралии и Антарктиды, нельзя заранее сказать, следует ли зафиксировать один из материков (и какой), а другой придвигать к нему, или же в действительности оба одновременно с разных сторон смещались к оси спрединга — Австрало-Антарктическому поднятю. Необходимы дополнительные независимые критерии, которые могут "привязать" эти смещения к географическим координатам. Такими критериями являются, во-первых, палеомагнитные данные (понимаемые широко, не только в смысле изучения палеомагнетизма горных пород, но и палеомагнитно-геологического анализа магнитных аномалий) и, во-вторых, данные палеоклиматологии или палеогеографии вообще.

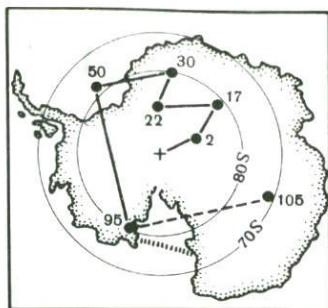
Но и эти критерии не абсолютны. Следует иметь в виду, что палеомагнитные данные, указывая широту места образования изучаемого объекта, не достаточно точно определяют его долготу. Еще более неоднозначны палеогеографические данные.

В настоящей реконструкции Антарктида принималась неподвижной. Действительно, по палеомагнитным данным [McElhinni, 1974], этот материк за последние 200 млн. лет мало изменил свое положение (рис. 2). На севере Тихого океана жесткую "раму" в мезокайнозое составляли северо-восточный блок Евразийского материка (восточнее Момского грабена) и Северная Америка. Движения плит на востоке Евразии, в общем небольшие, не оказывали влияния на процессы, протекавшие на акватории Тихого океана, поэтому в настоящих реконструкциях ими пренебрегли.

Австралия по палеомагнитным данным сместилась в северном направлении, и величина этого смещения близка к размерам Австрало-Антаркти-

Рис. 2. Положение палеомагнитного полюса в Антарктиде, показывающее ее близполюсное положение за последние 105 млн. лет (по [Weissel et al., 1977], с упрощениями)

Кружки — положение геомагнитного полюса, цифры у кружков — возраст пород, млн. лет; крестик — современный южный полюс



ческого пространства. Следовательно, после разъединения этих двух материков Австралия смещалась к северу относительно Антарктиды примерно вдвое быстрее, чем в том же направлении перемещалась ось Австрало-Антарктического хребта.

В районе хребта Маккуори срединный хребет как бы прижат к Восточной Антарктиде, а в области между плато Кемпбелл и ледником Росса в Западной Антарктиде аномалии ΔT_a не обладают необходимой симметрией, которая восстанавливается лишь в котловине Беллинсгаузена.

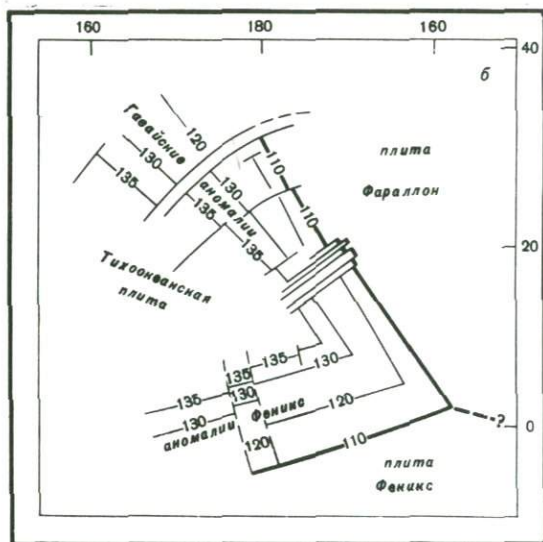
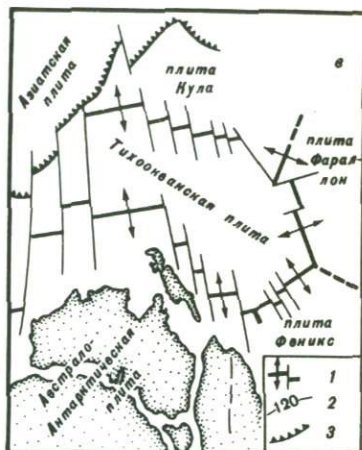
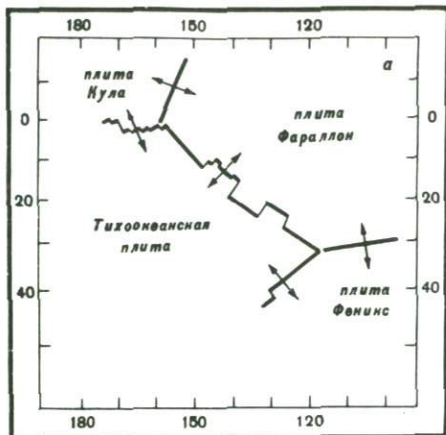
Вдоль Западной Антарктиды зоны поддвига, как известно, не существует. Кроме того, в реконструкциях Молнара и др. [Molnar et al., 1975] установлено, что Западная Антарктида была смещена относительно Восточной в южном направлении. Эти факты означают, что ось ЮТП, как и Австрало-Антарктический хребет, должна была в процессе спрединга смещаться к северу, причем это смещение должно было компенсировать и небольшой северный дрейф Западной Антарктиды так, чтобы вдоль нее не возникло зоны поддвига. Следовательно, Антарктический полуостров, где такая зона несомненно существовала, принадлежал другой плите. В отличие от ЮТП ось ВТП, видимо, не испытала значительных смещений в западных румбах, хотя определить долготное смещение представляется довольно трудной задачей. Таким образом, симметрия полосовых магнитных аномалий относительно оси хребта, т.е. собственно спрединг дна — это, по-видимому, процесс более мелкомасштабный по сравнению с крупномасштабным переносом вещества в недрах Земли.

Поиски критериев абсолютного движения плит на поверхности Земли следует, очевидно, отнести к наиболее сложным, но и первостепенным проблемам геодинамики.

РАЗВИТИЕ ТИХООКЕАНСКОЙ ВПАДИНЫ В РАННЕМ И СРЕДНЕМ МЕЗОЗОЕ

Напомним, что, согласно палеореконструкциям [Диц, Холден, 1974; Городницкий и др., 1978], в раннем мезозое практически все материки составляли единое целое — Пангею. В дальнейшем это положение будет отправным.

Анализ пространственного положения ранне- и среднемезозойских магнитных аномалий западной части Тихого океана приводит к несомненному выводу, что мезозойские аномалии созданы разными центрами спрединга. Если гавайская система аномалий (по терминологии Ларсона и Чейза [Larson, Chase, 1972]), лежащая между возвышенностью Шатского и Гавайским хребтом, наследуется более молодыми аномалиями



Р и с. 3. Взаимоотношения плит в западной части Тихого океана в конце раннего мела

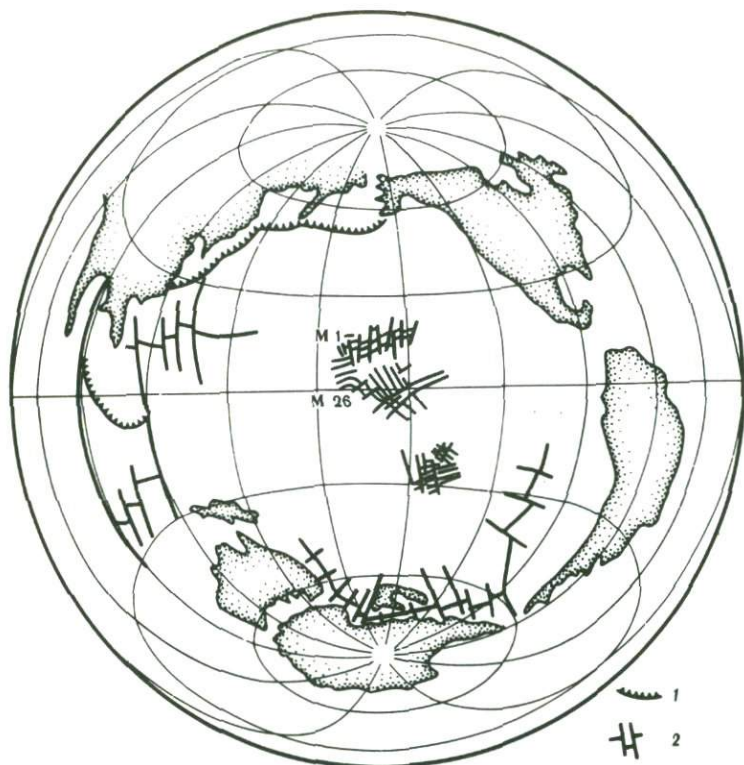
а — по [Larson, Pitman, 1972]; б — [Winterer, 1976]; в — [Hilde et al., 1977]. 1 — срединные хребты и трансформные разломы (стрелки — направление рзрастания дна); 2 — возраст дна, млн. лет; 3 — зоны субдукции

ВТП, то японская система (расположенная между возвышенностью Шатского и Японией), системы Феникс и Магеллан, лежащие в Центральной котловине, явно несогласны по отношению друг к другу. Возраст аномалий японской системы увеличивается к юго-востоку. Это означает, что хреб-

бет, образовавший их, уже оказался поглощенным в дальневосточной зоне субдукции. Для гавайской системы аномалий и более молодых аномалий ВТП ось спрединга, вероятно, была единой. Аномалии системы Феникс омолаживаются к югу, следовательно, соответствующая им ось спрединга лежит еще южнее. Различные модели взаимоотношения плит на одном из ранних этапов развития впадины приведены на рис. 3.

История развития Тихоокеанской впадины в мезозое представляется следующей.

Около 200 млн. лет назад на западе Тихого океана существовало три плиты: Кула, Фараллон и Феникс [Larson, Chase, 1972; Hilde et al, 1976]. Плите Феникс принадлежали материки гондванской группы, Фараллон была океанической плитой, ограниченной с востока зоной поддвига на окраине Пангеи, а Кула — преимущественно океанической плитой, кото-



Р и с. 4. Палеорекострукция на поздний мел

1 — зоны субдукции; 2 — оси разрастания дна и трансформные разломы. М1, М26 — магнитные аномалии

рая включала Индокитайский микроматерик [McElhinni et al., 1974]. В это время в Тихом океане, очевидно, наблюдалась асимметрия, обратная современной, а именно: сложная система срединных хребтов существовала в западной части океана. Что происходило в его восточной половине, достоверно сказать трудно, поскольку свидетельств этого времени на дне океана не сохранилось. На палеотектонических реконструкциях для раннего мезозоя [Городницкий и др., 1978; Геофизика океана. Т. 2..., 1979] справедливо показывается существование вдоль западной окраины Пангеи зоны поддвига. На западе Палео Тихий океан глубоким апофизом вдавался в Пангею, образуя океан Тетис.

Поскольку данных о субдукции этого времени в северной части Австралии не существует, остается предположить, что хребет, разделявший Гондвану и Азию, в процессе спрединга мигрировал к северу с той же скоростью, что и полускорость его разрастания. Таким образом, здесь продолжительное время существовала обстановка континентальной окраины Атлантического типа. Плита Кула, смещаясь к северу, поглощалась вдоль зоны поддвига в юго-восточной Азии (см. рис. 3).

Согласно реконструкции движения плит в западной части Тихого океана Хилда и др. [Hilde et al., 1977], между 190—185 млн. лет назад

в точке тройного сочленения плит Кула, Фараллон и Феникс возникла новая — Тихоокеанская — плита, которая с течением времени прогрессивно увеличивалась в размере. К северу от Австралии эти авторы помещают два параллельных друг другу гипотетических срединных хребта (рис. 3,в). Однако обнаружение в Восточно- и Западно-Каролинской котловинах более молодых — палеогеновых — аномалий указывает на то, что эти хребты не были одного возраста. Это приводит к необходимости создания новой модели, а именно комбинации моделей Ларсона и Чейза [Larson, Chase, 1972] и Хилда [Hilde et al., 1977] (рис. 4).

Тихоокеанская плита находилась явно в обрамлении срединных хребтов, поскольку возраст аномалий японской, гавайской и феникс систем увеличивается к центру. В этом случае плита Фараллон испытывала преимущественно северо-восточный дрейф относительно Тихоокеанской, а плита Феникс смещалась в юго-восточном направлении. Свидетельство смещения Тихоокеанской плиты к северу на $40-45^\circ$ по широте можно найти в палеомагнитных данных по подводным горам [Vacquier, Uyeda, 1967; Francheteau et al., 1970]. Это же следует и из анализа аномалий ΔT_a мезозойского возраста [Larson, Chase, 1972], хотя возможности последнего метода довольно ограничены (см. наст. сборник, статью Шрейдера и др.).

Несколько меньшее смещение ($30-35^\circ$ по широте) приводит для гавайских аномалий Хилд [Hilde et al., 1976]. Цепь Императорских подводных гор также может указывать на преимущественно северное смещение Тихоокеанской плиты в рассматриваемом интервале времени. Возможно, в процессе своего северного дрейфа Тихоокеанская плита испытала небольшой разворот [Larson, Chase, 1972].

Скорость смещения плиты Кула к северу должна была быть очень высокой, разной в зависимости от того, какую модель принять, но явно превосходящей 10 см/год. Как показывают расчеты, 100 млн. лет назад хребет, разделявший плиты Тихоокеанскую и Кула, достиг зоны субдукции на востоке Азиатского материка. Вероятно, здесь должны были возникнуть геодинамические условия, характерные для современной Калифорнии. Однако эта возможность, с которой можно связывать, в частности, образование Японского и Охотского морей, здесь рассматриваться не будет.

Время около 125–100 млн. лет назад было критическим для Гондваны. Именно тогда, судя по наиболее ранним аномалиям в Атлантическом океане и к югу от Индии, начался распад этого суперконтинента. Расширение дна продолжалось в области хребта, разделявшего Гондвану и Тихоокеанскую плиту, и, следовательно, последняя по-прежнему смещалась к северу.

Геодинамические условия, характерные для зоны поддвига, вновь восстановились, и теперь в зоне островных дуг поддвигалась под окраину Азии Тихоокеанская плита.

ЭВОЛЮЦИЯ ЮЖНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА И АВСТРАЛО-АНТАРКТИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА В КОНЦЕ МЕЗОЗОЯ—КАЙНОЗОЕ

Распад Гондваны, начавшийся во второй половине мезозоя, привел к серьезным изменениям палеогеографии на акватории Тихого океана.

История развития южной части Тихого океана наиболее подробно рассмотрена Молнаром [Molnar et al., 1975], а также Вейселем [Weissel et al., 1977]. Новейшие реконструкции для Тасманова моря выполнены

Вейселем и Хейсом [Weissel, Hayes, 1977]. История раскрытия Австрало-Антарктического пространства дана этими же авторами [Weissel, Hayes, 1972; Weissel et al., 1977], а тектонический аспект реконструкций рассматривался Сузюмовым [1977].

Система магнитных аномалий в этом регионе обладает следующими граничными возрастными параметрами: 0–56 млн. лет – между Австралией и Антарктидой, 60–75 млн. лет – в Тасмановом море и 0–75 млн. лет – между Новой Зеландией и Антарктидой. Очевидно, что Австрало-Антарктическое пространство раскрылось позднее, чем Тасманово море и чем Новая Зеландия отделилась от Антарктиды. Возраст дна по магнитным аномалиям на юге Тихого океана хорошо согласуется с данными глубоководного бурения.

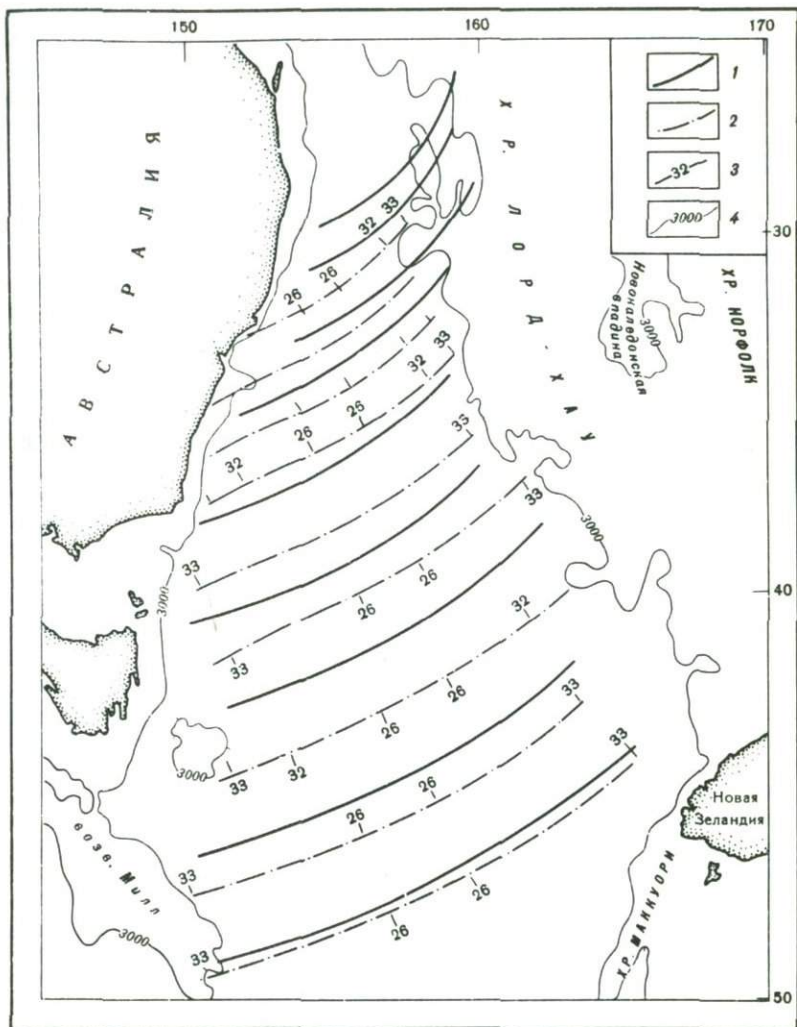
82 млн. лет назад Австралия все еще оставалась в составе Гондваны и была причленена к Антарктиде. Частью Гондваны была и Новая Зеландия вместе с обрамляющими ее подводными хребтами Кемпбелл и Чатем, которые были развернуты (против часовой стрелки по сравнению с современным положением) и примыкали к Антарктиде. Возможно, восточная и западная части Антарктиды находились между собой в несколько ином соотношении и были ненамного смещены друг относительно друга. Между хребтом Лорд-Хау и Австралией около 90 млн. лет назад возник узкий пролив с океанической корой, более широкий на юге (порядка 250 км) и узкий на севере. Тектоническая ситуация этого времени, очевидно, была близка современной ситуации в районе Красного моря.

Дальнейшее развитие спрединга привело к еще большему раскрытию Тасманова моря и отделению хребта Лорд-Хау от Австралии, а также к отрыву хребта Кемпбелл от Антарктиды. Таким образом, были образованы три самостоятельные плиты: Тихоокеанская, Австрало-Антарктическая и Лорд-Хау. Это отделение достоверно произошло уже более 75 млн. лет назад. Поскольку расстояния между аномалиями 31 и 32 и между аномалией 32 и плато Кемпбелл уменьшается к югу, Молнар и др. [Molnar et al., 1975] делают справедливый вывод о том, что в момент отделения от Антарктиды и вплоть до 70 млн. лет назад полюс вращения лежал вблизи плато Кемпбелл (см. рис. 4).

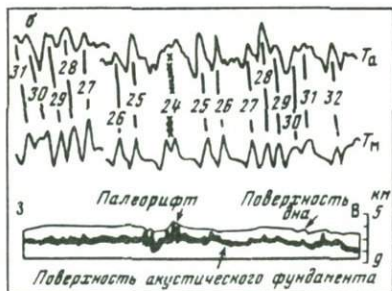
Раскрытие Тасманова моря происходило с меньшей скоростью, чем раскрытие в области ЮТП. В среднем за весь интервал от аномалии 33 до 24 (рифтовой аномалии) скорость спрединга v_{sp} составила около 4,5 см/год. Для реконструкции относительного движения Австралии и Лорд-Хау Вейсел и Хейс [Weissel, Hayes, 1977] подобрали простую модель, состоящую из двух плит – Австрало-Антарктической и Лорд-Хау. В этой модели линии тока близко совпадают с простиранием трансформных разломов (рис. 5). Ранее предложенные модели (Дж. Рингиса и др.), в которых предполагался короткий эпизод субдукции под Австралию или хребет Лорд-Хау, кажутся менее достоверными и не подтверждаются геологическими данными.

Вернемся к движениям в области ВТП. Севернее разломной зоны Элтанн наблюдается изменение простирания в аномалиях древнее 28 (64 млн. лет) по сравнению с более молодыми. Это говорит об изменении положения оси спрединга в пространстве; соответственно изменилось и положение полюса вращения. В промежуток времени, соответствующий аномалиям 25 и 29, Тихоокеанская и Австрало-Антарктическая плиты раздвигались со скоростью около 9 см/год.

В дальнейшем скорость относительного движения Тихоокеанской и Австрало-Антарктической плит уменьшилась до 5,0 см/год в северо-вос-



а



Р и с. 5. Раскрытие Тасманова моря
 а — реконструкция раскрытия по [Weissel, Hayes, 1977]; 1 — теоретические линии тока (раскрытия); 2 — трансформные разломы; 3 — положение избранных магнитных аномалий в Тасмановом море; 4 — изобата $3 \cdot 10^3$ м; б — сейсмоакустический разрез и идентификация магнитных аномалий; T_a — наблюдаемый профиль; T_m — модельный профиль

точной части и до 3,5 см/год в юго-западной части рассматриваемого региона, в связи с чем корреляция аномалий, возникших на временном интервале между 63 и 21 млн. лет, затруднена. В соответствии с этим здесь возрастает степень расчлененности рельефа дна.

Около 58 млн. лет назад на юге Тихого океана произошло событие, решительно изменившее палеогеографию региона. В это время отмерла рифтовая зона в Тасмановом море, создавшая там достаточно широкий океанический "коридор". Новая Зеландия вместе с обрамляющими ее Тасмантийскими структурами вошла в состав Тихоокеанской плиты, а ось спрединга развернулась к западу. Возникли в новых границах Индоокеанская и Антарктическая плиты. Началось отделение Австралии от Антарктиды, которое шло весьма неравномерно.

В области Австрало-Антарктического поднятия в эоцене—олигоцене скорость раздвижения возрастала от 4,2 до 5,4 см/год и в раннем миоцене резко возросла до 8,4 см/год. Затем почти до начала плиоцена скорость расширения дна была близка к 4,4 см/год и в плиоцен-четвертичное время вновь увеличилась до 7,4 см/год [Molnar et al., 1975]. Нужно отметить, что такое неравномерное распределение скорости в пространстве и во времени должно было, несомненно, вызвать неравномерное смещение континентальных массивов, разъединяемых в процессе спрединга. Несмотря на существенные скорости разъединения между Австралией и Антарктидой, довольно долго оставался континентальный "мост", проходивший, вероятно, через о-в Тасмания и возвышенность Милл. Его исчезновение привело в эоцене к образованию циркум-антарктического течения и началу оледенения Антарктиды [Kennett, 1973; Сузюмов, 1977, 1979].

В течение палеогена на юге Тихого океана отмечается изменение положения полюса относительного вращения Тихоокеанской и Антарктической плит. Это выражается, во-первых, в изменении простираения магнитных аномалий 13 и 18, произошедшем примерно между 35 и 50 млн. лет назад, а также в изменении простираения трансформных разломов. Если в более древней части системы разломов Элтанин разлсмы Хизена и Тарп отстоят друг от друга на расстоянии около 200 км, то в более молодой части зоны они в связи с этим сближаются до 100 км.

На северо-восточном фланге ЮТП последовательно исчезают аномалии с юга на север от 20 до 6, что связано с развитием Чилийского хребта. Точка тройного сочленения плит — Антарктической, Тихоокеанской и Наска — перемещалась в течение этого времени к северу.

В позднем кайнозое, на временном интервале 21—0 млн. лет, происходило постепенное нарастание скорости спрединга в области ЮТП. Севернее разлома Хизена v_{sp} составляла 5 см/год между 20 и 10 млн. лет, 8 см/год между 10 и 5 млн. лет и около 9,6 см/год за последние 5 млн. лет. Кроме того, по асимметрии магнитных аномалий можно сделать заключение о том, что между аномалиями 3 и 2 ось спрединга испытала скачок, увеличив размеры Антарктической плиты на 50—100 км за счет Тихоокеанской.

Неравномерность темпа раскрытия вдоль оси ЮТП, как следует из детальных реконструкций движения Ново-Зеландского блока, привела не только к смещению Новой Зеландии к северу, но и к развороту против часовой стрелки плато Кемпбелл и хребта Чатем, после чего оказались нарушенными существовавшие ранее геологические связи. Особенно отчетливо это видно по искаженному взаимоотношению двух участков мезозойской складчатой зоны, протянувшейся в субмеридиональном

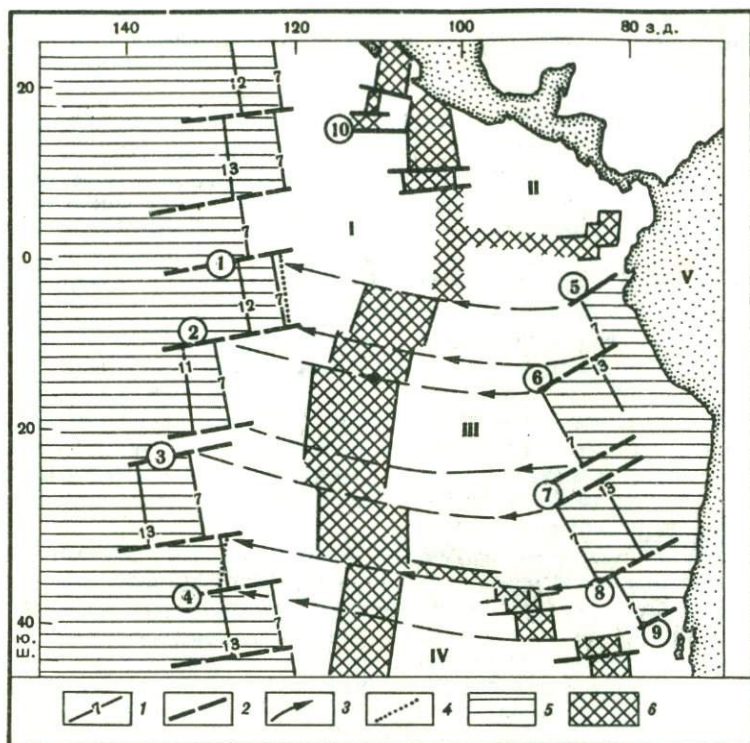
направлении от о-ва Новая Каледония через хребет Норфолк в северную часть Новой Зеландии, а затем резко изогнувшуюся в широтном направлении на хребет Чатем. Путем палеотектонических реконструкций устанавливается линейность этой зоны. При этом линейно вытянутой, без резких изгибов окажется не только мезозойская складчатая зона, но и обширное предположительно раннепалеозойское складчатое сооружение, захватывающее хребет Лорд-Хау, южную часть Новой Зеландии и плато Кемпбелл. Такая палеотектоническая реконструкция помогает связать разновозрастные складчатые комплексы Новой Зеландии с синхронными образованиями Антарктиды [Сузюмов, 1977; Molnar et al., 1975].

ЭВОЛЮЦИЯ ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА В КОНЦЕ МЕЗОЗОЯ—КАЙНОЗОЕ

В юго-восточной части Тихого океана необходимо рассмотреть относительное движение трех существующих в настоящее время плит: Тихоокеанской, Антарктической и Наска. Качественная оценка относительных скоростей перемещения этих плит позволяет сделать следующие заключения. Скорость спрединга между Тихоокеанской и Антарктической плитами в раннем кайнозое (аномалия 25) была относительно велика, а скорость между плитами Тихоокеанской и Наска — мала. Это вызвало смещение плиты Наска к северу. Позднее соотношение относительных скоростей движения плит изменилось: разъединение Тихоокеанской и Антарктической плит замедлилось, тогда как темп разъединения плит Наска и Тихоокеанской усилился. В середине кайнозоя одновременно увеличился темп относительного разъединения Тихоокеанской и Антарктической плит, а также и Тихоокеанской и Наска. Так, аномалия 9 (30 млн. лет) имеет простираение с юго-востока на северо-запад, почти перпендикулярное аномалии 25 (63 млн. лет). Изменение скоростей спрединга привело, таким образом, к развороту плиты Наска, что хорошо видно по смене простираения полосовых аномалий.

Примечательным в структуре магнитного поля юго-восточной части Тихого океана является тот факт, что между аномалиями 7 и 5 существует резкое несогласие [Handschumacher, 1976]. Аномалия 5 и более молодые занимают узкую полосу север-северо-восточного простираения внутри поля более древних аномалий север-северо-западного простираения (рис. 6). Различная ориентация олигоценовых и неогеновых аномалий подчеркивается также различиями в ориентации трансформных разломов соответствующего возраста. Неоген-четвертичные аномалии располагаются внутри поля более древних аномалий асимметрично, что указывает на то, что гребень хребта испытал скачок к западу.

Хандшумахер [Handschumacher, 1976], анализируя историю развития рассматриваемого региона, выполнил палеорекострукцию на 26 млн. лет (аномалия 7). Оказалось, что может быть найден такой полюс вращения, при котором аномалии 7 плит Наска и Тихоокеанской (последняя — фиксирована в пространстве) совмещаются с большой точностью (см. рис. 6). Этот полюс лежит в координатах 70° с.ш., 145° з.д. При такой реконструкции трансформные разломы олигоценового возраста близко совпадают с линиями широт этого полюса, а простираения аномалий 7 и более древних отвечают направлению линий долгот. Скорости спрединга закономерно и в полном согласии с теорией уменьшаются к северу и к югу от экватора, соответствующего найденному полюсу. Найденный полюс хоро-



Р и с. 6. Реконструкция движений в юго-восточной части Тихого океана (по [Handschumacher, 1976])

1 — положение избранных магнитных аномалий; 2 — трансформные разломы; 3 — теоретические линии тока (совмещения), Тихоокеанская плита фиксирована; 4 — совмещение некоторых аномалий; 5, 6 — области развития предмиоценовых и послемииоценовых магнитных аномалий соответственно; плиты: I — Тихоокеанская, II — Кокос, III — Наска, IV — Антарктическая, V — Южноамериканская; цифры в кружках — разломы: 1-4 — на Тихоокеанской плите (1 — Галапагосский, 2 — Маркизский, 3 — Альпийский, 4 — Агассиз); 5-9 — на плите Наска (5 — Грияльва, 6 — Мендана, 7 — Наска, 8 — Челленджер, 9 — Моха); 10 — Орозко

шо описывает движение в области ВТП на всем его гигантском протяжении от залива Аляска до ЮТП, причем в Аляскинском заливе он соответствует временному интервалу аномалий 20-7, а южнее 40° с.ш. — интервалу аномалий 30-7. Согласно этой реконструкции ранее 26 млн. лет назад на крайнем востоке Тихого океана существовала единая плита Фараллон, отделенная от Тихоокеанской плиты активным спрединговым хребтом.

В течение миоцена шла перестройка системы спрединга, характерная не только для Тихого океана, но и для Северной Атлантики и Индийского океана.

Между аномалиями 6 и 7 ось хребта развернулась по часовой стрелке и к 20 млн. лет возникли Галапагосский и Чилийский рифты. Таким образом, палеогеновая плита Фараллон распалась на две плиты: Наска (вблизи Южной Америки) и неогеновую плиту Фараллон (вблизи Центральной

Америки). Кроме того, между 20 и 10 млн. лет ось хребта испытала скачок к востоку (южнее разлома Орозко) и к западу (между разломами Маркизским и Сала-и-Гомес). В позднем миоцене также произошло несколько перемещений оси хребта вдоль всей его длины. Таким образом, в миоцене система спрединга как бы приспосабливалась к новым условиям, и только в плиоцен — четвертичное время установилась окончательно.

Олигоценый полюс Хандшумахера довольно близок к полюсу, полученному для древних трансформных разломов северо-восточной части Тихого океана Менардом (79° с.ш., 111° в.д.) [Menard, Chase, 1970]. Этот полюс отвечает интервалу времени длительностью около 50 млн. лет. Детальные исследования показывают, что за более короткие интервалы времени положение полюса вращения, которому соответствуют эти разломы, не оставалось неизменным. До 77 млн. лет они находились к юго-востоку от среднего полюса Менарда, смещаясь в дальнейшем к западу от него [Ле Пишон и др., 1977]. В магнитном поле это отражается в изменении простираций магнитных аномалий, имеющих возраст 53—58 млн. лет назад [Atwater, Menard, 1970]. И все же полюса, соответствующие более коротким интервалам времени, близки к среднему полюсу Менарда. Это указывает на то, что развитие ВТП в конце позднего мела и в палеогене в целом шло в едином плане.

Более молодые (неоген-четвертичные) аномалии вблизи Северной Америки нарушены многочисленными разломами и частично перекрыты материковым блоком. Геомагнитные данные свидетельствуют о том, что по крайней мере до 32 млн. лет (аномалия 10) у побережья Северной Америки существовал глубоководный желоб — зона субдукции, почти целиком поглотившая плиту Фараллон. Это подтверждается и наличием палеогеновых кислых вулканитов вдоль всего Северо-Американского побережья.

На участке от устья Калифорнийского залива до примерно 40° с.ш. произошло перекрытие оси спрединга Северо-Американским материком, в результате чего был создан сложный комплекс структур, начиная с Калифорнийского залива и включая трансформный разлом Сан-Андреас и структурные образования Провинции бассейнов и хребтов на западе США.

Приведенная схема эволюции ложа Тихого океана базируется преимущественно на магнитометрических данных, но неплохо согласуется и с другими геолого-геофизическими материалами, что позволяет, например, при отсутствии геомагнитных данных установить возраст дна по уровню его поверхности. Принципы геодинамических реконструкций, подробно рассмотренные в работе [Ле Пишон и др., 1977], позволяют успешно воссоздавать геодинамические обстановки в геологическом прошлом [Геофизика океана. Т. 1..., 1979]. Например, региональный плейстектонический анализ позволил объяснить природу ряда крупных возвышенностей дна Тихого океана, таких как поднятия Шатского и Хесса. Эти возвышенности, вероятно, возникли в условиях, близких к тройной точке¹, или же по крайней мере вблизи длительно эволюционировавшего трансформного разлома [Hilde et al., 1976]. Существуют попытки объяснить с этих же позиций и тем же механизмом образование и других возвышенностей дна Тихого океана, обладающих аномальным глубинным строением, таких как вал Капингамаранги и плато Манихики. Однако степень изученности этих структур все же недостаточна, чтобы однозначно ответить на вопрос об их происхождении.

¹ См. наст. сборник, статью Е.Г. Мирлина, с. 175.

ЛИТЕРАТУРА

- Геофизика дна Тихого океана. Тихий океан. М.: Наука, 1974. Т. 9. 257 с.
- Геофизика океана. Т. 1. Геофизика океанского дна/Под ред. Ю.П. Непрочнова. М.: Наука, 1979. 470 с. (Океанология).
- Геофизика океана. Т. 2. Геодинамика/Под ред. О.Г. Сорохтина. М.: Наука, 1979. 416 с. (Океанология).
- Городницкий А.М., Зоненшайн Л.П., Мирлин Е.Г.* Реконструкции положения материков в фанерозое. М.: Наука, 1978. 122 с.
- Диц Р., Холден Дж.* Распад Пангеи. — В кн.: Новая глобальная тектоника. М.: Мир, 1974, с. 254—297.
- Лейбов М.Б., Мирлин Е.Г.* Магнитохронологическая шкала олигоцена по линейным магнитным аномалиям. — Вестн. МГУ. Геология, 1979, № 2, с. 68—74.
- Ле Пишон К., Франшто Ж., Боннин Ж.* Тектоника плит. М.: Мир, 1977. 288 с.
- Новая глобальная тектоника. М.: Мир, 1974. 387 с.
- Сузюмов А.Е.* Вопросы строения дна юго-западной части Тихого океана. М.: Наука, 1977. 76 с.
- Сузюмов А.Е.* Островные дуги в Океании. — Земля и Вселенная, 1979, № 3, с. 36—41.
- Atwater T.* Implications of Plate tectonics for the Cenozoic tectonic evolution of western North America. — Geol. Soc. Amer. Bull., 1970, **81**, p. 3513—3535.
- Atwater R., Menard H.W.* Magnetic lineations in the Northeast Pacific. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1970, **7**, p. 445—450.
- Cooper A.K., Marlow M.S., Scholl D.W.* Mesozoic magnetic lineations in the Bering Sea marginal basin. — J. Geophys. Res., 1976, **81**, p. 1916—1934.
- Francheteau J., Harrison C.G.A., Sclater J.G., Richards M.C.* Magnetization of Pacific seamounts, a preliminary polar curve of the North eastern Pacific. — J. Geophys. Res., 1970, **75**, p. 2035—2061.
- Handschumacher D.W.* Post-Eocene plate tectonics of the Eastern Pacific. — In: Geophysical Monography. Washington, 1976, **19**, p. 177—202.
- Hilde T.W.C., Isezaki N., Wageman J.M.* Mesozoic sea-floor spreading in the North Pacific. — In: Geophysical Monography. Washington, 1976, **19**, p. 205—226.
- Hilde T.W.C., Uyeda S., Kroenke L.* Evolution of the Western Pacific and its margin. — Tectonophysics, 1977, **38**, p. 145—165.
- Kennett J.P.* Suggested relations between the development of the circumantarctic current and Cenozoic planktonic biogeography. — Antarct. J. US, 1973, **8**, N 5, p. 47—51.
- Larson R.L., Chase C.G.* Late mesozoic evolution of the Western Pacific. — Geol. Soc. Amer. Bull., 1972, **83**, p. 3645—3666.
- Louden K.* Magnetic anomalies in the West basin of the Philippine Sea. — In: Geophysical Monography. Washington, 1976, **19**, p. 253—267.
- McElhinni M.W.* Paleomagnetism and Plate tectonics. Cambridge: Univ. Press, 1974. 357 p.
- McElhinni M.W., Haile N.S., Crawford R.R.* Paleomagnetic evidence shows Malay Peninsula was not a part of Gondwanaland. — Nature, 1974, **252**, p. 641—645.
- Menard H.W., Chase T.E.* Fracture zones. — In: The Sea. N.Y.: Wiley-Intersc. 1970, **4**, pt. 1.
- Molnar P., Atwater T., Mammerickx J., Smith S.M.* Magnetic anomalies, bathymetry, and tectonic evolution of the South Pacific since the late cretaceous. — Geophys. J. Roy. Astron. Soc. London, 1975, **49**, p. 383—420.
- Vacquier V., Uyeda S.* Paleomagnetism of nine seamounts in the Western Pacific and of three volcanoes in Japan. — Bull. Earthquake Res. Inst., 1967, **45**, p. 815—848.
- Weissel J.K., Hayes D.E.* Magnetic anomalies in the Southeast Indian Ocean. — In: Antarctic geology. II. The Australia — New Zealand Sector. — Antarct. Res., 1972, **19**, p. 165—196.
- Weissel J.K., Hayes D.E.* Evolution of the Tasman Sea reappraised. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1977, **36**, p. 77—84.
- Weissel J.K., Hayes D.E., Herron E.M.* Plate tectonic synthesis: The displacements between Australia, New Zealand and Antarctica since the late cretaceous. — Mar. Geol., 1977, **25**, p. 231—277.
- Weissel J.K., Watts A.B.* Tectonic complexities in the South Fiji marginal basin. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1975, **28**, p. 121—126.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<i>И.И. Беллев.</i> Морская магнитометрическая аппаратура	5
<i>В.Н. Страхов.</i> Некоторые вопросы теории интерпретации результатов геомагнитных измерений в океане	20
<i>Г.М. Валяшко.</i> Методика интерпретации результатов магнитных съемок в океане	60
<i>Г.М. Валяшко.</i> Методы изучения тонкой структуры аномального магнитного поля	86
<i>А.А. Шрейдер, В.И. Трухин, Ю.П. Разживин.</i> Методика палеомагнитного анализа магнитных аномалий (на примере Индийского океана)	118
<i>Е.А. Назарова.</i> Магнитные свойства базальтов океанского ложа	131
<i>Е.Г. Мирлин.</i> Процессы на конструктивных границах литосферных плит и природа линейных магнитных аномалий	142
<i>А.М. Карасик.</i> Некоторые особенности геосторического анализа аномального магнитного поля в условиях медленного разрастания океанического дна (на примере Евразийского бассейна Северного Ледовитого океана)	162
<i>Е.Г. Мирлин.</i> Кайнозойская тектоника плит Исландского региона Северной Атлантики	175
<i>А.Е. Сузюмов.</i> О геодинамике Тихого океана	197

Б е л я е в И.И. **Морская магнитометрическая аппаратура.** — В кн.: **Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника.** М.: Наука, 1981.

Приведены технические характеристики и дано краткое описание конструкции отечественных морских магнитометрических аппаратов: магнитометров, градиентометров, компонентных магнитометров и магнитовариационных станций. Рассмотрены вопросы применения различных типов магнитометров для морских геомагнитных исследований и пути повышения точности съемки за счет учета вариаций геомагнитного поля. Приведены технические характеристики современных моделей зарубежных морских магнитометров. Рассмотрена методика измерения геомагнитного поля непосредственно у дна океана и приведено краткое описание глубоководного буксируемого аппарата, в состав которого входит протонный магнитометр. Ил. 4. Табл. 2. Библиогр. 23 назв.

УДК 550.838

С т р а х о в В.Н. **Некоторые вопросы теории интерпретации результатов геомагнитных измерений в океане.** — В кн.: **Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника.** М.: Наука, 1981.

Рассмотрен вопрос о единственности решения обратной задачи магнитометрии в двумерной постановке для трех основных моделей источников. **Модель I.** Носителем источников является горизонтальный слой Π . В Π сосредоточена намагниченность: $I = I_x(\xi) + iI_z(\xi)$, $I_x(\xi) \in L_2(-\infty, +\infty)$, $I_z(\xi) \in L_2(-\infty, +\infty)$. **Модель II.** Носителем источников является субгоризонтальный слой Π с верхней Γ_1 и нижней Γ_2 границами. Намагниченность — та же, что и в модели I. **Модель III.** Носитель источников — субгоризонтальный слой Π , верхняя Γ_1 и нижняя Γ_2 , границы которого представляют собой ломаные линии с конечным числом звеньев. Слой Π состоит из конечного числа блоков, боковые стороны которого составляют прямолинейные отрезки, соединяющие Γ_1 и Γ_2 . В каждом блоке намагниченность однородна. Показано, что в рамках всех трех моделей решение обратных задач существенно не единственно, т.е. существует бесчисленное множество распределений намагниченности, создающих одно и то же внешнее поле.

Информация, извлекаемая из магнитного поля без априорных допущений, относится к строению верхней части магнитоактивного слоя и может быть получена в рамках концепции аналитического продолжения и особых точек. Предложены конкретные схемы извлечения информации из данных наблюдений.

Ил. 17. Библиогр. 27 назв.

УДК 550.838

В а л я ш к о Г.М. — **Методика интерпретации результатов магнитных съемок в океане.** В кн.: **Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника.** М.: Наука, 1981.

Рассмотрены особенности существующих методик интерпретации магнитных полей в океане в связи со спецификой их структуры. Сформулированы требования к построению рациональных способов интерпретации данных морских магнитных съемок с использованием судовых ЭВМ. Показано, что они должны учитывать следующие факторы: специфику магнитных полей океана, их трехмерность при идеализации плоской задачи, априорную информацию. Предложены эффективные пути решения следующих принципиально важных задач: конструирования методов и вычислительных процедур трансформирования оптимально отфильтрованных наблюдаемых полей, оптимальной фильтрации и определения неизвестного на практике уровня помех в

наблюденных данных. Разработанный комплекс способов трансформирования наблюдаемых магнитных полей позволяет оперативно и формализованно проводить интерпретацию получаемого в процессе съемок материала, а также осуществлять картирование кровли магнитоактивного слоя в океане.
Ил. 6. Библиогр. 57 назв.

УДК 550.838

В а л я ш к о Г.М. Методы изучения тонкой структуры аномального магнитного поля. В кн.: Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника. М.: Наука, 1981.

Тонкая структура аномального магнитного поля анализируется с помощью специально разработанной методики, основанной на трансформациях потенциальных полей. Показана высокая практическая эффективность этой методики при решении следующих задач: районирование магнитного поля, выделение, идентификация и прослеживание линейных аномалий. Выполнена интерпретация аномалий магнитного поля на полигоне в районе одной из скважин глубоководного бурения в Атлантическом океане. Использование разработанной методики интерпретации целесообразно при выборе местоположения скважин глубоководного бурения, предназначенных для изучения природы магнитных аномалий.
Ил. 21. Библиогр. 22 назв.

УДК 550.838:551.24

Ш р е й д е р А.А., Т р у х и н В.И., Р а з ж и в и н Ю.П. Методика палеомагнитного анализа магнитных аномалий (на примере Индийского океана). — В кн.: Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника. М.: Наука, 1981.

Изложена методика определения параметров вектора намагниченности горных пород по аномалиям вертикальной и горизонтальной компонент вектора магнитного поля Земли. Магнитовозмущающий объект аппроксимируется двумерным телом. Обоснован оптимальный размер массива счета по данной методике и шаг, с которым следует вести вычисления. Выполнена оценка погрешностей, возникающих при расчетах в зависимости от ошибок измерений. Методика иллюстрируется результатами вычислений на ЭВМ, проведенных по реальным магнитным аномалиям, зарегистрированным в Индийском океане в 58-м рейсе НИС "Витязь".
Ил. 8. Табл. 2. Библиогр. 17 назв.

УДК 550.85

Н а з а р о в а Е.А. Магнитные свойства базальтов океанского ложа. — В кн.: Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника. М.: Наука, 1981.

Проведено обобщение имеющихся данных о магнитных свойствах базальтов, образцы которых получены в результате драгирования и глубоководного бурения. Показано, что базальты океанического ложа характеризуются высокой магнитной однородностью, что свидетельствует об единообразии условий их формирования и изменения. В базальтах широко развито однофазное низкотемпературное окисление титаномагнетитов, что находит отражение в структуре наблюдаемых на поверхности океана магнитных аномалий. В скважинах глубоководного бурения процессы изменений протекают весьма избирательно и это приводит к несоответствию изменениям магнитных характеристик по вертикали. Полярность остаточной намагниченности базальтов в процессе однофазного низкотемпературного окисления сохраняется, что показано путем моделирования этого процесса в лабораторных условиях.
Ил. 6. Табл. 1. Библиогр. 29 назв.

УДК 550.312:550.838

М и р л и н Е.Г. Процессы на конструктивных границах литосферных плит и природа линейных магнитных аномалий. — В кн.: Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника. М.: Наука, 1981.

Установлена глобальная закономерность изменения гравитационных аномалий Буге от возраста океанского ложа на срединно-океанических хребтах, которая обусловлена единым для всех хребтов процессом подъема астеносферы на конструктивных границах плит. Эта закономерность отвечает георетическим представлениям о поведении подошвы литосферы под срединно-океаническими хребтами. Проанализировано изменение спектрального состава рельефа дна срединных хребтов в зависимости от скорости раздвижения плит. С учетом полученных данных разработана модель формирования магнитоактивного слоя океанов в осевой зоне срединно-океанических хребтов, основанная на представлениях о дискретном характере поступления в верхние слои литосферы вулканического материала в виде внедрения даек и излияний пиллоу-лав. На основе моделирования показано, что дискретность этого процесса в значительной степени обуславливает мелкомасштабное расчленение рельефа дна срединно-океанических хребтов и сложную структуру магнитоактивного слоя океанов.

Ил. 10. Табл. 1. Библиогр. 22 назв.

УДК 550.838:551.24

К а р а с и к А.М. Некоторые особенности геоисторического анализа аномального магнитного поля в условиях медленного разрастания океанического дна (на примере Евразийского бассейна Северного Ледовитого океана). — В кн.: Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника. М.: Наука, 1981.

Рассмотрены факторы, влияющие на качество геохронологического анализа аномального магнитного поля океанов. К их числу относятся: 1) отношение средней продолжительности интервала одной полярности к среднему времени формирования земной коры на оси разрастания; 2) естественное сглаживание аномального поля вследствие удаления поверхности наблюдения от источников поля; 3) зависимость структуры аномального поля от геомагнитных координат; 4) изменчивость параметров аномалий по простиранию; 5) надежность выделения аномалий, которая зависит от их интенсивности и от погрешности измерений. Показано, что основным параметром, влияющим на надежность отождествления аномалий, является скорость разрастания океанического дна.

Выполненный в качестве примера геохронологический анализ аномального магнитного поля Евразийского бассейна свидетельствует о крайне низких темпах раскрытия этого бассейна на протяжении последних 50 млн. лет, что объясняет своеобразие его аномального поля и трудности отождествления палеомагнитных аномалий.

Ил. 5. Библиогр. 37 назв.

УДК 550.838:551.241

М и р л и н Е.Г. Кайнозойская тектоника плит Исландского региона Северной Атлантики. — В кн.: Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника. М.: Наука, 1981.

Выполнено обобщение геолого-геофизических данных по Исландскому региону Северной Атлантики, составлены схемы строения дна, возраста океанского ложа. На основе анализа кинематики литосферных плит установлено существование в палеогене малой плиты, которую предложено называть Ян-Майенской. Показано, что перемещение этой плиты сопровождалось частичным нарушением жесткости. На основе комплексного анализа геолого-

геофизических данных и кинематики плит выдвинута новая гипотеза, объясняющая возникновение линейных вулканических структур на дне океанов. Она связывает возникновение вулканических массивов с эволюцией неустойчивых тройных соединений границ литосферных плит.

Ил. 8. Библиогр. 17 назв.

УДК 550.838:551.241

Су з ю м о в А.Е. Проблемы геодинамики Тихого океана. — В кн.: Магнитные аномалии и новая глобальная тектоника. М.: Наука, 1981.

Рассмотрено распределение линейных магнитных аномалий в Тихом океане. В его западной части структура аномалий более сложна, чем в восточной, где отсутствуют древние мезозойские аномалии. Проанализирована методика палеорекострукций прежнего положения литосферных плит на основе анализа идентифицированных линейных магнитных аномалий, палеомагнитных и палеогеографических данных. Выделены основные этапы развития Тихоокеанской впадины, отличающиеся различным расположением системы срединно-океанических хребтов. Региональный анализ движения основных литосферных плит позволяет объяснить происхождение крупных возвышенностей дна Тихого океана, таких как поднятия Шатского и Хесса.

Ил. 6. Библиогр. 29 назв.

МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ ОКЕАНОВ И НОВАЯ ГЛОБАЛЬНАЯ ТЕКТНИКА

Утверждено к печати

Институтом океанологии им. П.П. Ширшова АН СССР

Редактор А.Е. Сузюмов. Редактор издательства Т.С. Смирнова
Художник М.Н. Кузьмина. Художественный редактор Т.И. Алексеева.
Технические редакторы Н.М. Бурова, Г.П. Каренина

ИБ № 21095

Подписано к печати 03.03.81. Т — 03054. Формат 60x90¹/₁₆. Бумага офсетная № 1
Печать офсетная. Усл. печ. л. 13,5+0,4 вкл. Уч.-изд. л. 16,4. Тираж 700 экз. Тип. зак. 2205.
Цена 2 р. 50 к.

Издательство "Наука", 117864 ГСП-7, Москва В-485, Профсоюзная ул., д. 90

Производственно-издательский комбинат ВИНТИ,
Люберцы, Октябрьский просп., 403

2 р. 50 к.

3476

lead.

6



К ст. Мирлина

Р и с. 1. Строение дна Исландского региона

7 — изобаты в фатомех (1 фатом = 1,833 м); 2 — поднятие дна с глубиной менее 500 фатомов в северной части хр. Кольбейсей; 3 — оси линейных магнитных аномалий: а — положительных, б — отрицательных, в — соответствующих осям спрединга; 4 — зона нерегулярных магнит-

ных аномалий; 5 — оси поднятий акустического фундамента; 6 — уступы акустического фундамента; 7 — трансформные разломы, установленные уверенно (а) и менее уверенно (б); 8 — зоны четвертичного вулканизма в Исландии; 9 — границы районов детальных магнитных съемок (полигоны)



К ст. Сузюмова

Р и с. 1. Магнитные аномалии в Тихом океане
[Геофизика океана. Т. 1, 1979] с дополнениями
автора

